



# Le détecteur VZERO, la physique muons présente et la préparation de son futur dans l'expérience ALICE au LHC

Raphaël Tieulent

## ► To cite this version:

Raphaël Tieulent. Le détecteur VZERO, la physique muons présente et la préparation de son futur dans l'expérience ALICE au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2013. tel-00926345

**HAL Id: tel-00926345**

**<https://theses.hal.science/tel-00926345>**

Submitted on 9 Jan 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

# Habilitation à diriger des recherches

Présentée par  
Raphaël TIEULENT

## Le détecteur **VZERO**, la physique muons présente et la préparation de son futur dans l'expérience **ALICE** au **LHC**

soutenue le 31 Mai 2013

Jury :

Alberto BALDISSERI	—	CEA, IRFU - Saclay
Guy CHANFRAY	—	Université Claude Bernard - Lyon
Barbara ERAZMUS	—	IN2P3/CNRS, Subatech - Nantes
Christophe FURGET	—	Université Joseph Fourier - Grenoble
Jean-Yves GROSSIORD	—	IN2P3/CNRS, IPN - Lyon



---

## Résumé :

La physique des ions lourds a pour objectif ultime d'étendre le domaine d'application du Modèle Standard de la physique des particules à des systèmes de taille finie, complexes et dynamiques. En particulier, elle vise à comprendre comment apparaissent, à partir des lois microscopiques de la physique des particules élémentaires, des phénomènes collectifs et des propriétés macroscopiques mettant en jeu un grand nombre de degrés de liberté. La réalisation de ce programme scientifique passe par une caractérisation du plasma de quarks et de gluons (QGP), l'état déconfiné de la matière nucléaire qui peut être formé à l'aide de collisions d'ions lourds accélérés à des énergies ultra relativistes.

L'expérience ALICE exploite les collisions Pb-Pb, proton-Pb et proton-proton du LHC pour mesurer les propriétés fondamentales du QGP comme, par exemple, la température critique du déconfinement ou les coefficients de transport de la matière déconfinée.

L'état QGP de la matière aurait été, selon le modèle cosmologique du Big Bang, l'état de la matière dans l'Univers naissant entre le moment de la transition de phase électrofaible et le moment du confinement, correspondant à une nouvelle transition de phase de la matière. Connaître la structure du QGP ainsi que ses propriétés dynamiques est ainsi un prérequis pour comprendre l'évolution de l'Univers. Une brève introduction au QGP et à la physique des ions lourds est donnée au Chapitre 1.

L'équipe ALICE de l'IPN de Lyon a participé au développement de l'expérience ALICE à travers deux contributions. La première est la construction d'un détecteur nommé VZERO, qui se compose de deux hodoscopes de scintillateurs organiques situés de part et d'autre du point d'interaction. La fonction première du VZERO est le déclenchement de bas niveau de l'ensemble de l'expérience ALICE en fournissant également un déclenchement sensible à la densité d'énergie disponible lors de la collision. Les performances de ce détecteur se sont montrées suffisantes pour qu'il devienne un détecteur crucial à l'expérience, permettant la mesure de la luminosité délivrée par le LHC à l'expérience ALICE ainsi que la mesure des caractéristiques géométriques de la collision. Le VZERO est également utilisé pour des mesures relatives à la physique du QGP comme la mesure de la densité de particules chargées produites dans la collision ou la mesure de l'écoulement collectif induit par la présence du QGP. Le détecteur VZERO est décrit au Chapitre 2.

Le QGP peut être étudié par le biais de nombreuses observables. Parmi celles-ci, l'étude de la production de muons est l'une des plus prometteuses. En effet, les muons sont produits à toutes les étapes de l'évolution du plasma et, n'interagissant pas fortement avec le milieu créé, s'échappent librement du plasma, nous renseignant ainsi sur les propriétés du milieu à toutes les phases de son évolution. L'expérience ALICE dispose d'un spectromètre à muons permettant ces mesures. La seconde contribution du groupe est le développement d'un système de contrôle de la position des chambres de trajectographie du spectromètre à muons de ALICE, nommé GMS (Geometry Monitoring System). Le système GMS,



constitué d'un réseau de senseurs optiques, permet de mesurer les déplacements lents des chambres de trajectographie avec une résolution de l'ordre de 45 microns. Ce système a permis d'atteindre les performances attendues du spectromètre en terme de résolution en impulsion. J'ai eu la chance de participer à toutes les étapes de la construction de ces détecteurs, à leur mise en place et leur utilisation lors du run 1 du LHC (prise de données couvrant les années 2009 – 2013). Le spectromètre à muons et son système d'alignement sont décrits au Chapitre 3.

Le groupe ALICE de l'IPNL a une longue histoire scientifique dans l'étude des collisions d'ions lourds. L'équipe a en particulier participé aux expériences NA38, NA50 et NA60 auprès du SPS du CERN. Historiquement, le groupe est donc impliqué dans l'étude du spectre en masse invariante dimuon. Depuis les débuts de la composante Muon de l'expérience ALICE, le groupe a la charge de l'étude de la production des mésons vecteurs de basse masse ( $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$ ) dans leur canal de désintégration dimuonique. Les mésons vecteurs de basse masse, et principalement le méson  $\rho$ , sont sensibles aux effets de milieu et à la restauration de la symétrie chirale, symétrie spontanément brisée dans QCD aux énergies et densités normales, mais une restauration de celle-ci est prédite par les calculs de QCD sur réseau aux températures atteintes au LHC. L'étude des mésons vecteurs de basse masse est décrite au Chapitre 4.

Une nouvelle phase de l'expérience ALICE est devant nous : l'amélioration des détecteurs actuels afin de pouvoir profiter pleinement de la montée en énergie et en luminosité du LHC après 2018. Dans le cadre de ces améliorations, un nouveau détecteur en pixels de silicium (Muon Forward Tracker – MFT) a été proposé et accepté par la collaboration ALICE et le comité LHC, permettant la mesure des muons dans l'acceptance du spectromètre actuel. La mise en concordance des informations provenant du spectromètre à muons d'une part et du MFT d'autre part permettra d'enrichir de façon spectaculaire le programme de physique accessible dans le domaine des muons. Les analyses actuelles seront bien entendues améliorées, mais surtout de nouvelles mesures seront possibles grâce à l'ajout du MFT. Parmi celles-ci nous pouvons citer la possibilité de séparer les  $J/\psi$  prompts de ceux provenant de la décroissance de hadrons beaux et ce jusqu'à une impulsion transverse nulle. Le MFT et ses performances attendues sont décrits au Chapitre 5.

**Mots clés :**

CERN, LHC, ALICE, QGP, Muon

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction à l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons</b>	<b>1</b>
1.1	Le Plasma de Quarks et de Gluons . . . . .	2
1.1.1	L'interaction forte et le confinement . . . . .	2
1.1.2	Le Plasma de Quarks et de Gluons . . . . .	3
1.1.3	Création du QGP . . . . .	5
1.2	Les observables expérimentales . . . . .	8
1.2.1	Les sondes molles . . . . .	8
1.2.2	Les sondes dures . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Le détecteur VZERO</b>	<b>15</b>
2.1	Le cahier des charges . . . . .	16
2.2	Description du détecteur . . . . .	16
2.3	Electronique frontale du VZERO . . . . .	20
2.3.1	Description de l'électronique . . . . .	20
2.3.2	Le système de déclenchement . . . . .	22
2.4	Calibrage et corrections . . . . .	25
2.4.1	Calibrage du détecteur . . . . .	25
2.4.2	Corrections . . . . .	27
2.5	Sélection des événements . . . . .	29
2.6	Mesure de la luminosité . . . . .	31
2.7	Mesure de la géométrie de la collision . . . . .	33
2.7.1	Détermination de la centralité . . . . .	33
2.7.2	Plan de réaction . . . . .	36
2.8	Densité de particules chargées en collisions Pb–Pb . . . . .	39
<b>3</b>	<b>Le spectromètre à muons et son système d'alignement</b>	<b>43</b>
3.1	Le spectromètre à muons . . . . .	44
3.2	Le système de contrôle de la position des chambres de trajectographie . . . . .	46
3.2.1	Performances requises . . . . .	47
3.2.2	Principe de la mesure . . . . .	48
3.2.3	Description du système GMS . . . . .	49
3.2.4	Le GMS en opération . . . . .	54

<b>4</b>	<b>Etudes des mésons vecteurs de basse masse</b>	<b>63</b>
4.1	La symétrie chirale . . . . .	64
4.1.1	Brisure et restauration de la symétrie chirale . . . . .	64
4.1.2	Etat des lieux expérimental . . . . .	64
4.2	Etude des basses masses dans ALICE en dimuons . . . . .	67
4.2.1	Analyses des données $pp$ . . . . .	67
4.2.2	Résultats $pp$ . . . . .	70
4.2.3	Analyses des données Pb–Pb . . . . .	73
4.2.4	Résultats Pb–Pb . . . . .	76
4.2.5	Etude en collisions p–Pb . . . . .	78
<b>5</b>	<b>Le futur de la physique des muons : le Muon Forward Tracker</b>	<b>81</b>
5.1	Limitations du spectromètre à muons . . . . .	82
5.1.1	Les saveurs lourdes ouvertes . . . . .	82
5.1.2	Les charmonia . . . . .	83
5.1.3	Les mésons vecteurs de basse masse . . . . .	84
5.2	Le Muon Forward Tracker . . . . .	85
5.2.1	Apports du MFT pour la physique des muons dans ALICE . . . . .	86
5.2.2	Description de l'appareillage . . . . .	88
5.2.3	Le capteur CMOS MAPS . . . . .	90
5.2.4	Intégration dans ALICE . . . . .	93
5.3	Simulation des performances . . . . .	99
5.3.1	Performances globales . . . . .	100
5.3.2	Les saveurs lourdes ouvertes . . . . .	103
5.3.3	Les charmonia . . . . .	105
5.3.4	Les mésons vecteurs de basse masse . . . . .	115
5.4	Comparaisons avec les autres expériences du LHC et l'amélioration de ALICE . . . . .	120
5.5	Conclusions . . . . .	125
	<b>Liste des abréviations</b>	<b>127</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>129</b>

# Introduction à l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons

---

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Le Plasma de Quarks et de Gluons . . . . .</b>	<b>2</b>
1.1.1	L'interaction forte et le confinement . . . . .	2
1.1.2	Le Plasma de Quarks et de Gluons . . . . .	3
1.1.3	Création du QGP . . . . .	5
<b>1.2</b>	<b>Les observables expérimentales . . . . .</b>	<b>8</b>
1.2.1	Les sondes molles . . . . .	8
1.2.2	Les sondes dures . . . . .	11

---

## 1.1 Le Plasma de Quarks et de Gluons

### 1.1.1 L'interaction forte et le confinement

La Chromodynamique Quantique (QCD) est la théorie décrivant l'interaction forte. En 1964, Gell-Mann propose que les hadrons sont des particules composites construites de blocs basiques, les quarks. Les quarks ont un spin  $1/2$ , un nombre baryonique  $1/3$ , une charge électrique fractionnaire ( $+2/3$  ou  $-1/3$ ). Les mésons sont alors formés par un couple quark/anti-quark et les baryons par l'association de trois quarks. Les gluons sont les médiateurs de l'interaction forte. Expérimentalement il n'est pas possible d'observer un quark libre (hors d'un hadron), on parle de confinement. Pour introduire ce concept de confinement dans la QCD, un nouveau nombre quantique, la couleur, doit être introduit. La couleur peut prendre trois valeurs différentes (rouge, bleu, vert). La QCD repose alors sur le groupe de jauge  $SU(3)$ . Contrairement à la force électromagnétique, les médiateurs de l'interaction forte, les gluons, sont porteurs d'une charge de couleur. Ceci autorise le couplage des gluons entre eux, ce qui introduit des effets non-linéaires à la QCD. Les objets composites observables que sont les hadrons doivent être "blancs" de couleur. Le confinement offre ainsi une solution au problème du quark libre non observable. Mais ce confinement des quarks et de gluons à l'intérieur des hadrons n'est toujours que partiellement compris.

La force d'une interaction dépend d'un facteur appelé constante de couplage. Dans le cas de l'interaction forte, la constante de couplage notée  $\alpha_s$  n'est pas constante en fonction de l'impulsion  $Q$  des gluons échangés entre les quarks (FIGURE 1.1). Elle décroît lorsque l'impulsion  $Q$  augmente. Nous voyons donc apparaître deux régimes distincts de l'interaction forte.

Dans le régime des grandes impulsions transférées, correspondant aux faibles distances ( $r \sim 1/Q$ ), la constante de couplage  $\alpha_s$  diminue et devient petite devant l'unité. Nous avons donc ici l'une des deux propriétés principales de l'interaction forte qu'est la liberté asymptotique. Dans ce régime, les quarks sont quasi-libres à l'intérieur des hadrons. La constante de couplage étant faible, nous pouvons alors traiter l'interaction en perturbation et les calculs dits pQCD (perturbative QCD) s'appliquent.

Aux faibles impulsions transférées, correspondant aux grandes distances entre les quarks, la constante de couplage augmente. Il en résulte que l'intensité de la force augmente prévenant l'existence de quark libre. Nous avons donc ici la seconde propriété principale de l'interaction forte qu'est le confinement. Si nous essayons de séparer deux quarks, une nouvelle paire quark/anti-quark se crée du vide habillant ainsi les quarks séparés. Ce phénomène d'hadronisation est pour le moment mal compris. Dans ce régime, la constante de couplage étant importante, seuls les calculs numériques dits sur réseau (Lattice QCD) peuvent être faits.

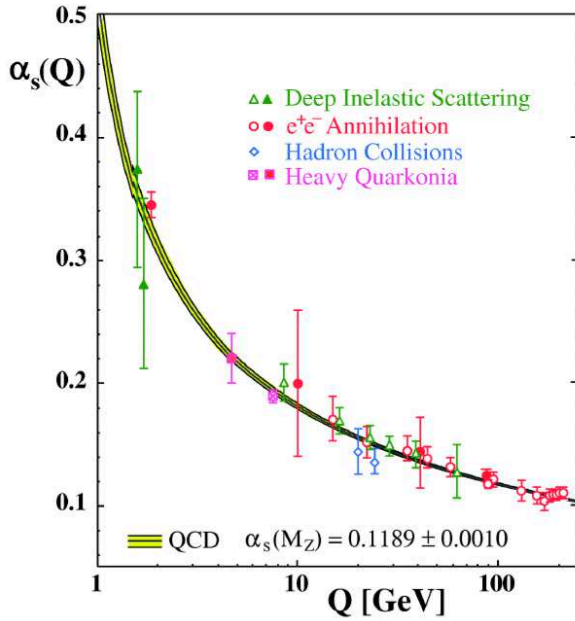


FIGURE 1.1 — Constante de couplage  $\alpha_s$  de l'interaction forte en fonction de l'impulsion transférée  $Q$  [1].

### 1.1.2 Le Plasma de Quarks et de Gluons

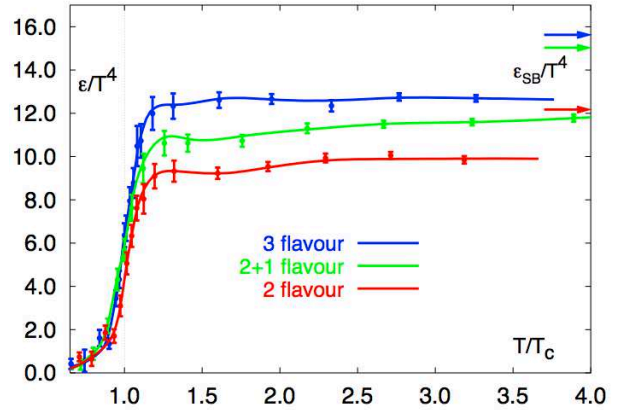
En faisant l'analogie avec l'écrantage de Debye pour un potentiel Coulombien, il est naturel d'imaginer que la matière hadronique, dans des conditions de haute densité d'énergie, puisse subir une transition de phase due à l'écrantage du potentiel de l'interaction forte auquel est soumis un quark. Le potentiel entre deux quarks peut être modélisé par

$$V(r) = -\frac{\alpha_s}{r} + \sigma \cdot r \quad (1.1)$$

où  $r$  représente la distance de séparation entre deux quarks et  $\sigma$  la force de la tension de retour. L'écrantage de ce potentiel à longue distance diminue la force de l'interaction forte à grande distance. De fait, dans un milieu suffisamment dense et chaud, la matière hadronique doit donc se transformer en un plasma de quarks et de gluons libres (QGP).

La validation expérimentale de la QCD a pu être faite dans le domaine perturbatif par la description des résultats provenant des expériences en collisions leptoniques et hadroniques de très haute énergie. Dans les domaines de plus basse énergie, aucun calcul perturbatif n'est possible dû à la grande valeur de la constante de couplage. Durant les dernières décennies, grâce à l'amélioration des moyens de calcul, les calculs de QCD sur réseau (Lattice QCD) se sont développés. Dans la limite d'un potentiel baryonique nul, ces calculs ont montré l'existence d'une transition de phase de la matière hadronique à une température critique du milieu de  $T_c = 173 \pm 15$  MeV, ce qui correspond à une densité d'énergie  $\varepsilon = 0.7 \pm 0.3$  GeV.cm<sup>-3</sup> [2]. De manière intuitive, la transition d'un état de matière hadronique vers un état de plasma de quarks et de gluons peut être déduite du modèle du sac du MIT (MIT bag model) [3]. Ce modèle décrit le confinement de la matière comme un gaz idéal de pions sans masse et sans interaction avec trois degrés de liberté. Au contraire un plasma avec deux saveurs de quarks a 16 degrés de liberté

FIGURE 1.2 — Densité d'énergie de la matière hadronique en fonction de la température du système issu de calculs de QCD sur réseau. Les calculs avec 2 ou 3 saveurs de quarks légers (rouge, bleu) et deux saveurs légères et une saveur lourde (vert) sont représentés. Les flèches représentent les limites de Stefan-Boltzmann pour un gaz parfait [4].



gluoniques et 12 pour les quarks. Ainsi, selon la loi de Stefan-Boltzmann, dans le cas de la formation d'un QGP, la densité d'énergie du système doit passer de

$$\varepsilon_{\text{gaz de hadrons}} = 3\varepsilon_{\pi} = 3\frac{\pi^2}{30}T^4 \quad (1.2)$$

à

$$\varepsilon_{\text{QGP}} = 16\varepsilon_g + 12(\varepsilon_q + \varepsilon_{\bar{q}}) = 37\frac{\pi^2}{30}T^4. \quad (1.3)$$

Les calculs de QCD sur réseau confirment cette transition de phase (FIGURE 1.2). Au-delà de la température critique, la densité d'énergie est proportionnelle à  $T^4$  suivant l'évolution d'un gaz parfait ultra-relativiste. Nous pouvons noter sur cette figure que la densité d'énergie n'atteint pas la limite de Stefan-Boltzmann (flèches sur la FIGURE 1.2). Ces déviations par rapport au gaz idéal sont dues aux interactions gluon-gluon, quark-gluon et quark-photon. Le diagramme de phase de la matière nucléaire résultant est représenté par la FIGURE 1.4.

La transition de phase vers un état déconfiné est causée par une brisure de la symétrie  $Z_3$  à haute température. Ceci est visible grâce à l'étude du paramètre d'ordre correspondant (FIGURE 1.3-gauche) pour lequel il existe un changement brusque lorsque la température du système augmente. Une seconde transition de phase existe, reliée à la restauration de la symétrie chirale. La symétrie chirale, symétrie exacte du Lagrangien QCD dans la limite de quarks de masse nulle, est une symétrie spontanément brisée. Sa brisure est donnée par la valeur du condensat de quarks dans le vide qui est le paramètre d'ordre de la symétrie. La FIGURE 1.3-droite montre l'évolution de ce paramètre d'ordre en fonction de la température du système. Dans le voisinage de la température critique de déconfinement, une chute brutale de la valeur du condensat de quarks est calculée. Les calculs sur réseau montrent également que ces transitions de phase sont continues. Nous sommes alors en présence d'une transition de type « crossover ».

Le but ultime de la physique du QGP est de pouvoir déterminer en détail ses propriétés que sont la température critique, les coefficients de transport et l'équation d'état du système créé.

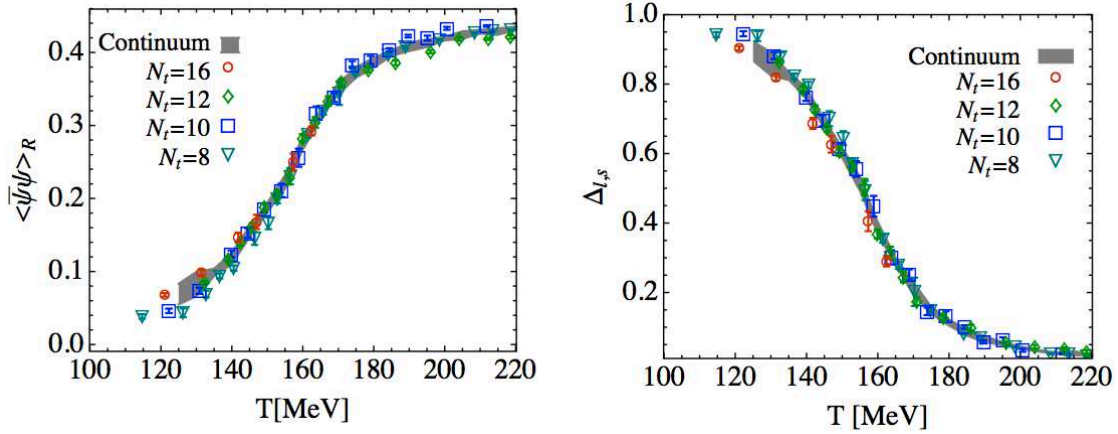


FIGURE 1.3 — Paramètres d'ordre de confinement (gauche) et de la symétrie chirale (droite) en fonction de la température du milieu estimés par calcul de QCD sur réseau [5].

L'état de QGP n'est présent qu'à des températures et/ou densités très grandes. Certains modèles prédisent la présence d'un QGP au cœur d'étoiles à neutrons très denses [6]. Il est également prédit que l'Univers primordial était dans un état de QGP jusqu'à ce que sa température passe en dessous de la température critique  $T_c$ , soit quelques micro-secondes après le Big Bang.

### 1.1.3 Création du QGP

L'Univers étant opaque à la lumière jusqu'à environ 300.000 ans après le Big Bang, l'étude du QGP via l'observation de l'Univers lointain est impossible. Le seul moyen à notre disposition pour recréer artificiellement en laboratoire le QGP est la collision d'ions lourds ultra-relativistes. Le scénario de Björken est celui communément admis pour décrire l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes [7] (FIGURE 1.5). Au temps  $t = 0$ , les deux noyaux se croisent, une grande quantité de collisions entre nucléons et/ou partons se produisent. Dans cette phase un grand nombre de quarks et de gluons sont créés. La durée de cette phase est le temps caractéristique de l'interaction forte soit  $\sim 1$  fm/c. Si la densité de partons est suffisante, le gaz de partons va atteindre un équilibre thermodynamique. Nous sommes alors en présence d'un QGP. Ensuite, le milieu va subir une expansion et dès lors, la température et la densité du milieu va diminuer, jusqu'à l'hadronisation des partons. Nous sommes alors en présence d'un gaz de hadrons interagissant entre eux. Lorsque les interactions inélastiques entre les hadrons cessent, la composition chimique du système est figée. Nous parlons ici du gel chimique. Un second gel intervient lorsque les collisions élastiques entre hadrons s'arrêtent. Nous parlons ici du gel cinématique ou gel thermique. Ce sont ces hadrons qui vont voler jusqu'aux détecteurs.

Le LHC est actuellement l'accélérateur idéal pour étudier le QGP. La densité baryonique nette est très faible, se rapprochant ainsi des conditions de l'Univers primordial. Les calculs de QCD sur réseau sont également effectués à densité baryonique nulle. Le LHC est ainsi



FIGURE 1.4 – Vue schématique du diagramme des phases de la matière nucléaire.

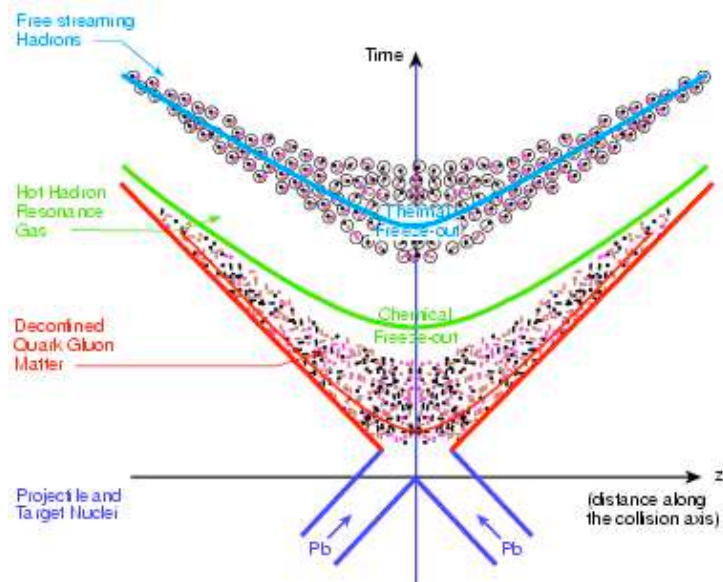
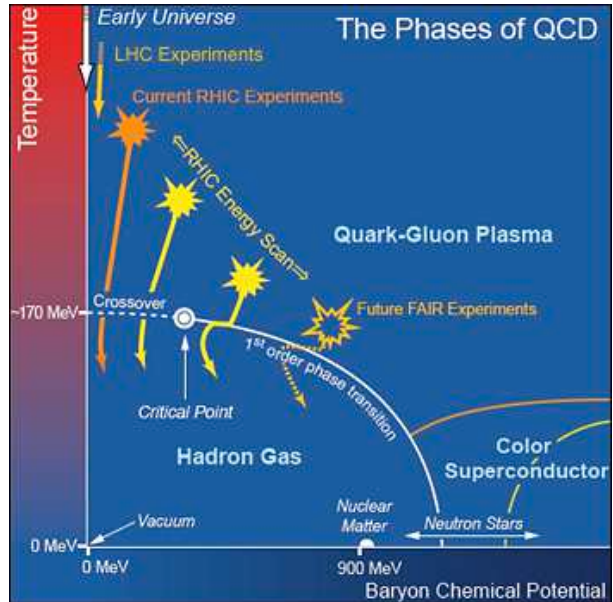


FIGURE 1.5 – Vue schématique de l'évolution temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes selon le modèle de Björken.

l'endroit parfait pour tester ces calculs. La densité d'énergie et la température atteintes sont bien au-delà de la transition de phase, ce qui est idéal pour l'étude du QGP.

## 1.2 Les observables expérimentales

Même si le QGP peut être produit en laboratoire, son observation directe est rendue impossible par la très courte durée de vie du système. Un certain nombre d'observables expérimentales sont donc étudiées pour mettre en évidence la formation du QGP et étudier ses caractéristiques.

Les variables thermodynamiques du système telle que la densité d'énergie, peuvent être extraites de mesures d'observables globales. La densité d'énergie  $\varepsilon$  est estimée en utilisant la relation de Björken [7],

$$\varepsilon = \left( \frac{dN_h}{dy} \right)_{y=0} \frac{1}{\pi R^2 \tau_0}, \quad (1.4)$$

où  $\tau_0$  est le temps de thermalisation du système et  $R$  le rayon du noyau.  $dN_h/dy$  représente le nombre de particules émises par unité de rapidité. L'expérience ALICE a mesuré une densité de particules chargées à rapidité moyenne de  $dN/dy = 1601 \pm 60$  [8] pour les collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV les plus centrales. Nous pouvons en déduire une densité d'énergie du système de l'ordre de  $\varepsilon = 15$  GeV/fm<sup>3</sup> correspondant à une densité d'énergie trois fois supérieure à celle atteinte à RHIC. Le volume du milieu créé peut être mesuré par l'étude des corrélations de Bose-Einstein à deux pions. ALICE montre que le volume du milieu créé au LHC est deux fois plus important qu'à RHIC, de l'ordre de 300 fm<sup>3</sup> [9].

### 1.2.1 Les sondes molles

Les observables du QGP peuvent être séparées en deux grandes familles, les sondes dites *molles* et celles dites *dures*. Les sondes molles sont relatives à des processus faisant intervenir les faibles moments transférés. Ces effets apparaissent lorsque la densité du milieu a suffisamment diminué pour autoriser l'existence de hadrons. Bien que créées lors de la phase finale de l'évolution du système (voir FIGURE 1.5), ces sondes fournissent une information indirecte sur les instants précédents de l'évolution du système. Parmi les nombreuses observables à notre disposition, nous pouvons citer l'augmentation de l'étrangeté, l'étude du flot de particules ou l'étude des émissions thermiques du QGP.

L'augmentation de l'étrangeté fut l'une des premières observables proposées pour la mise en évidence du QGP. Dans un milieu déconfiné, la production de quarks étranges est plus importante que dans un milieu hadronique. En effet, les processus de fusion de gluons en particulier deviennent majoritaires et créent des paires  $s\bar{s}$  en abondance. Dans un milieu hadronique, les processus conduisant à la création d'étrangeté sont du type  $\pi + N \rightarrow \Lambda + K$ , et sont plus rares. A l'hadronisation, ces quarks étranges créés dans le QGP vont s'associer pour former des hadrons étranges. L'étude des taux de productions, relatifs aux collisions  $pp$ , des hadrons étranges montre que la production des baryons multi-étranges augmente avec la densité d'énergie du système [10], et ce d'autant plus que le contenu étrange des particules est plus élevé (FIGURE 1.6). Un modèle d'hadronisation [11] où les particules

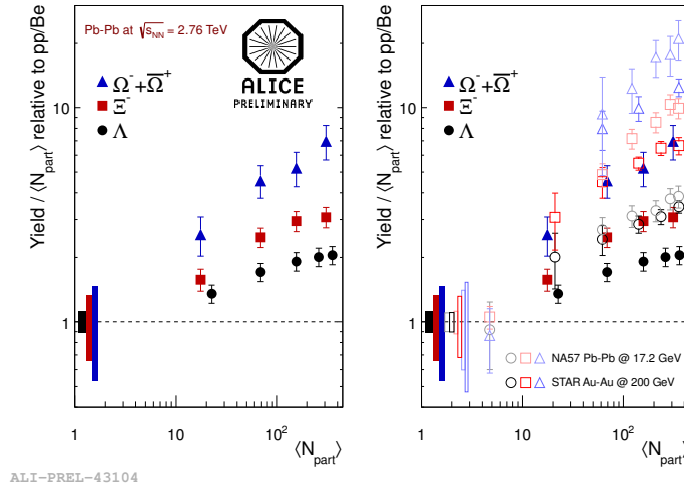


FIGURE 1.6 — Augmentation de l'étrangeté en fonction du nombre de participants à la collision à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV pour les baryons  $\Lambda$ ,  $\Xi^-$  et  $\Omega^- + \Omega^+$  dans ALICE (gauche) et comparé aux autres expériences (droite).

sont créées en équilibre thermique peut être comparé aux taux relatifs de production de particules identifiées ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $\Omega$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$ , etc) sous le contrôle de deux paramètres du modèle que sont la température et le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ . On déduit alors que la température du gel chimique est proche de la température critique de déconfinement et le potentiel chimique baryonique est proche de zéro, signant une production à part égale de particules et d'anti-particules.

L'écoulement collectif des hadrons peut être inspecté via l'étude des distributions azimutales de la corrélation à deux particules. Ces distributions peuvent être décrites en série de Fourier. Les coefficients de la série caractérisent alors l'anisotropie de l'écoulement collectif par rapport aux plans de symétrie du système (FIGURE 1.7). Le coefficient d'ordre 2 correspond à l'écoulement elliptique et reflète l'asymétrie initiale géométrique de la zone de recouvrement des deux noyaux. Cette forme elliptique induit un gradient de pression plus fort dans la direction petit axe de l'ellipse. L'écoulement collectif des hadrons dans l'état final est l'image de ce gradient de pression à l'intérieur du QGP. L'étude de la dépendance du coefficient d'ordre 2 en fonction de la centralité<sup>1</sup> et de l'impulsion transverse des particules montre une similarité du fluide d'un point de vue hydrodynamique entre les énergies du RHIC et du LHC. Les harmoniques d'ordre supérieur ont pour origine les irrégularités, événement par événement, de la zone de recouvrement des deux noyaux. L'étude de ces harmoniques supérieures permet une estimation de la viscosité du milieu. En effet, plus la viscosité est faible, plus les irrégularités géométriques se traduiront en irrégularités du gradient de pression et donc de l'écoulement. Les mesures suggèrent une valeur du coefficient de viscosité faible [12].

L'étude de l'émission de photons thermiques et des dileptons de basse masse par le QGP nous renseigne sur la température initiale et l'équation d'état du milieu créé.

1. Le concept de centralité est introduit à la Section 2.7.1.

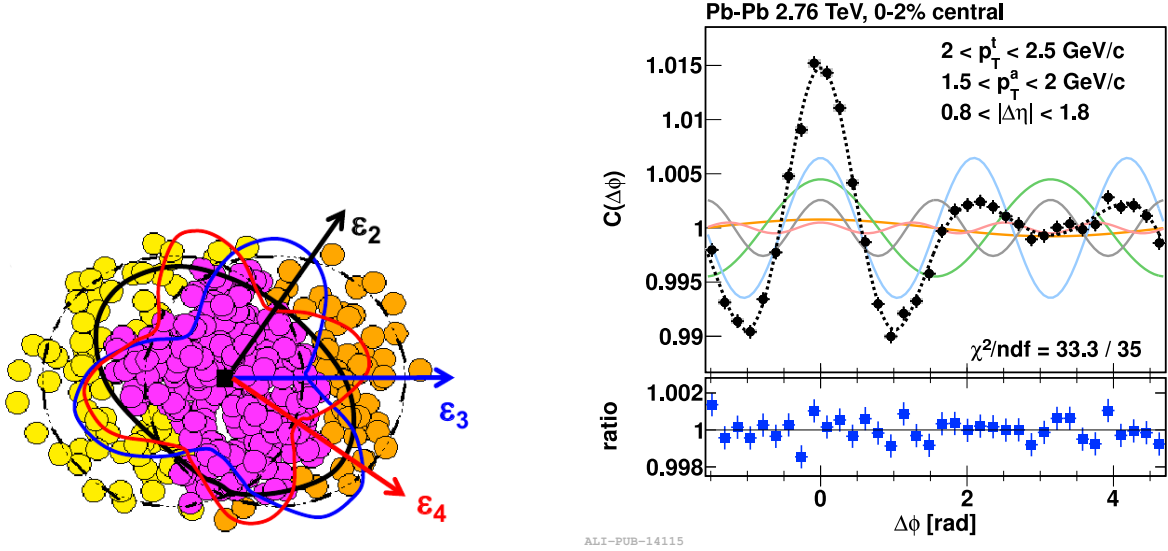


FIGURE 1.7 — Vue schématique des coefficients d'écoulement (gauche), fonction de corrélation à deux particules décomposée en série de Fourier (droite). Les harmoniques 1 à 5 sont tracées en lignes colorées, la somme des contributions est représentée par la ligne pointillée.

Les dileptons de basse masse nous donnent également accès à l'étude de la nature chirale de la transition. Les radiations électromagnétiques sont produites à toutes les étapes de l'évolution du système. L'étude des photons réels ou des paires de leptons, qui n'interagissent pas fortement avec le milieu, nous permet d'obtenir des informations directes sur le milieu. Par exemple, la production de dileptons est liée à la température du système via le spectre en impulsion transverse. Egalement, la nature chirale de la transition peut être étudiée via la mesure du spectre en masse invariante dilepton. En effet, les masses des hadrons découlent de la brisure spontanée de la symétrie chirale de QCD dans le vide. Les calculs de QCD sur réseau prédisent que cette symétrie est restaurée au-delà d'une certaine température (FIGURE 1.3). Cette restauration implique une modification des fonctions spectrales des mésons vecteurs. Cette modification a été mise en évidence par l'expérience NA60 pour le méson vecteur  $\rho$  dans des collisions In-In [13]. Il a été trouvé un élargissement du  $\rho$  pour les collisions les plus centrales et non un changement de la masse de la résonance tel que prédit dans le cas d'une restauration de la symétrie chirale. Cette élargissement peut être interprété comme une radiation thermique du milieu sous la forme  $\pi\pi \rightarrow \rho \rightarrow \mu^+\mu^-$ . L'expérience PHENIX à RHIC a étudié le spectre diélectrons en collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Une augmentation par rapport aux collisions  $pp$  des taux de production de diélectrons dans une gamme en masse invariante allant de 150 à 750 MeV/c<sup>2</sup> [14] a été mesurée. Cette augmentation est d'autant plus importante que la centralité augmente. L'expérience ALICE peut étudier les dileptons de basse masse dans le canal électron dans la partie centrale ( $|\eta| < 0.9$ ) et dans le canal muon aux angles avant ( $2.5 < \eta < 4$ ). Dans ces deux canaux le faible rapport S/B rend la mesure délicate. Les analyses sont en cours, mais aucun résultat n'a encore été publié.

### 1.2.2 Les sondes dures

Les sondes dures sont des sondes de grande impulsion transverse et/ou grande masse produites lors des processus durs. Les sondes étudiées sont les saveurs lourdes de quarks, charme et beauté. Leur temps de formation est petit ( $\tau^0 \sim 1/m_{q\bar{q}}$  ou  $\tau^0 \sim 1/p_T$ ,  $\tau^0 \sim 10^{-2}$  fm/c pour une paire  $b\bar{b}$ ) comparé au temps de formation du QGP ( $\tau_{QGP}^0 \sim 1$  fm/c). De fait, leurs taux de production en collisions d'ions lourds ne sont pas affectés par la création d'un milieu déconfiné. Le temps de vie des saveurs lourdes ( $\tau_D \sim 150$   $\mu$ m/c,  $\tau_B \sim 500$   $\mu$ m/c) est bien supérieur à celui du QGP ( $\tau_{QGP} \sim 10$  fm/c), ainsi les quarks charmés et beaux créés lors des collisions partoniques dures survivent à l'ensemble de la phase déconfinée. L'étude des modifications des taux de production dans l'état final permet ainsi de tester l'état déconfiné.

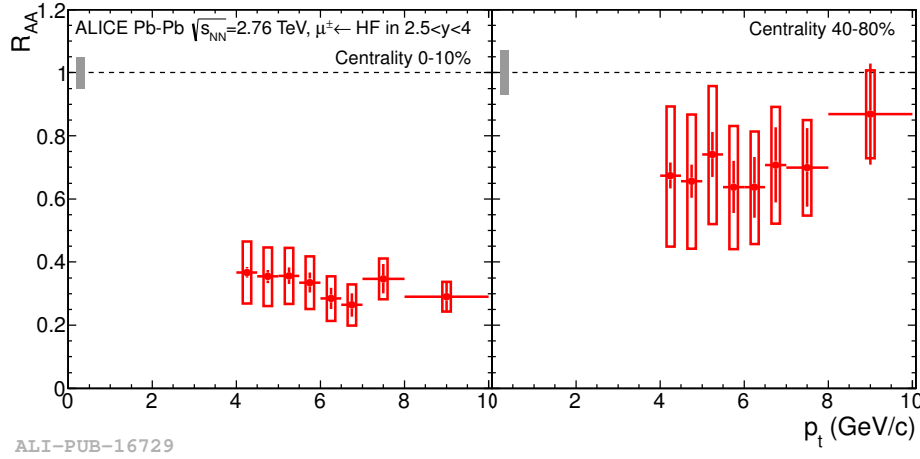


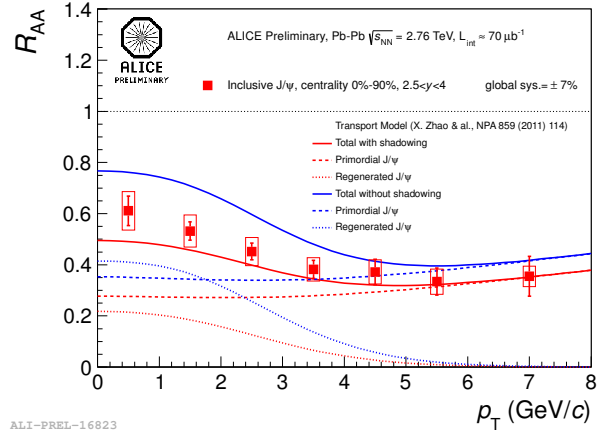
FIGURE 1.8 —  $R_{AA}$  des muons issus de décroissance des saveurs lourdes ouvertes en fonction de  $p_T$  pour une zone en rapidité  $2.5 < y < 4$ , pour les collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV les plus centrales (gauche) ou plus périphériques (droite) [15].

L'étude du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$ <sup>2</sup> des saveurs lourdes donne accès à la densité du milieu traversé par le mécanisme de perte d'énergie. En mesurant la dépendance en  $p_T$  des  $R_{AA}$  des hadrons charmés et beaux et en les comparant à celui des saveurs plus légères, nous pouvons remonter à la dépendance de la perte d'énergie du parton considéré en fonction de sa masse et de sa charge de couleur. Selon QCD, les quarks doivent perdre moins d'énergie que les gluons en traversant le milieu déconfiné. La radiation de gluons est supposée augmenter avec la charge de couleur de la particule émettrice et décroître avec sa masse à cause de l'effet dit de « dead-cone » [16]. De fait, les hadrons légers, principalement produits par les gluons qui ont une charge de couleur

2. Le facteur de modification nucléaire est le rapport pour une même observable entre le taux de production en collisions noyau–noyau et le taux de production en collisions  $pp$  normalisé au même nombre de collisions nucléon–nucléon

$$R_{AA} = \frac{d^2 N_{AA} / d\eta dp_T}{\langle N_{coll} \rangle d^2 N_{pp} / d\eta dp_T} \quad (1.5)$$

FIGURE 1.9 –  $R_{AA}$  du  $J/\psi$  mesuré par ALICE en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV [23] .



plus importante que celle des quarks, sont supposés perdre plus d'énergie que les hadrons plus lourds. Quant aux hadrons charmés, ils doivent perdre plus d'énergie que les hadrons beaux, ceci dû à leur plus faible masse. Ainsi, la hiérarchie attendue pour les facteurs de modification nucléaire est telle que  $R_{AA}^{\pi} < R_{AA}^D < R_{AA}^B$ .

Les saveurs lourdes ont été étudiées à RHIC par les expériences STAR et PHENIX qui ont observé une forte suppression des taux de production d'électrons provenant de la décroissance des saveurs lourdes [17–20]. Au LHC, l'expérience CMS a accédé à la beauté ouverte en étudiant les  $J/\psi$  de décroissance des hadrons beaux. Une suppression significative des taux de production de  $J/\psi$  du  $b$  a été mesurée [21]. Dans l'expérience ALICE, le  $R_{AA}$  des mésons charmés  $D^0$ ,  $D^+$  et  $D^{*+}$  a été mesuré et montre une suppression d'un facteur 2 à 4 pour les  $p_T \gtrsim 5$  GeV/c [22]. Cette suppression est comparable à celle observée pour les pions chargés. Pour des impulsions transverses plus faibles, le  $R_{AA}$  des mésons charmés est plus grand que celui des pions, indiquant une suppression différente des quarks lourds et légers dans le milieu comme prédit par les modèles. Aux angles avant dans ALICE, la mesure des saveurs lourdes ouvertes est faite via l'étude des distributions de muons simples [15]. Le  $R_{AA}$  des muons issus de décroissance des saveurs lourdes ouvertes a été mesuré en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV en fonction de  $p_T$  (FIGURE 1.8). Cette analyse est inclusive, la résolution au vertex du spectromètre à muons ne permettant pas la distinction entre les muons provenant du charme ou de la beauté. Néanmoins une large suppression des muons provenant de la décroissance des saveurs lourdes est observée. Son amplitude est similaire à celle mesurée dans le canal électron à rapidité centrale. Ces mesures souffrent de larges erreurs systématiques dues principalement à la très forte contamination dans les spectres en muon simple de muons provenant de décroissance de mésons légers (pions et kaons). Des mesures plus significatives sont nécessaires pour pouvoir conclure. En particulier, il est important de pouvoir séparer les contributions du charme et de la beauté.

Les saveurs lourdes peuvent également être étudiées via l'étude des états liés que sont les quarkonia. Les charmonia ont été proposés comme étant l'un des candidats idéal pour la mise en évidence de la formation du QGP. L'idée est qu'à haute densité, l'écrantage de Debye réduit la portée de l'interaction forte liant la paire de quarks  $c\bar{c}$  et,



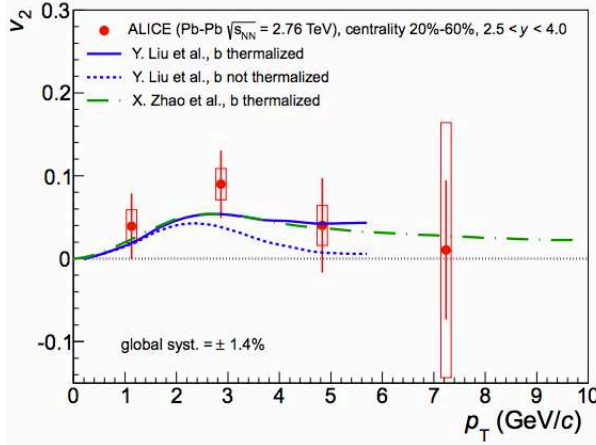


FIGURE 1.10 –  $v_2$  du  $J/\psi$  mesuré par ALICE en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV comparé à un modèle de transport [30] .

au-delà d'une certaine température critique, cet écrantage empêche la formation de l'état lié [24]. Le modèle d'écrantage de couleur prédit ainsi qu'une mesure de la probabilité de dissociation des quarkonia fournit une estimation de la température du système. Les états les plus faiblement liés sont les états pour lesquels l'écrantage sera plus important. Ils souffriront donc d'une plus forte suppression. L'expérience NA50 au SPS a mesuré une suppression des  $J/\psi$  et  $\psi'$  dans les collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV [25, 26] de 40 % pouvant être mise au crédit de la dissociation des charmonia dans le QGP. A RHIC, l'expérience PHENIX a mesuré une suppression des  $J/\psi$  en collisions Au–Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [27, 28]. La probabilité de dissociation a été estimée autour de 40 à 80 % (fonction de la centralité de la réaction), ce qui suggère une suppression plus importante aux énergies de RHIC qu'au SPS. Le LHC donne la possibilité d'étudier les charmonia à beaucoup plus haute énergie. A une énergie de 2.76 TeV, un  $J/\psi$  par collision centrale Pb–Pb est produit ainsi que 50 à 100 paires  $c\bar{c}$ . Cette forte densité de quarks  $c$  offre la possibilité d'un nouveau processus de formation des  $J/\psi$ . En effet, la recombinaison des paires de quarks  $c\bar{c}$  peut être envisagée conduisant à une régénération des  $J/\psi$ . L'expérience ALICE montre que la suppression du  $J/\psi$  est moins importante à bas  $p_T$  comparée au  $p_T$  plus élevés (FIGURE 1.9). Les deux processus qui sont la dissociation des  $J/\psi$  primordiaux et la régénération des  $J/\psi$  due à la coalescence de paires de quarks  $c\bar{c}$  sont en compétition, la régénération étant plus importante à bas  $p_T$ . Une seconde observable intéressante concernant le  $J/\psi$  est son écoulement. En effet, les  $J/\psi$  produits par recombinaison de paires  $c\bar{c}$  vont hériter de l'écoulement des quarks charmés dans le QGP. ALICE a mesuré l'écoulement du  $J/\psi$  en collisions Pb–Pb [29]. Une indication pour un écoulement non nul est observée (FIGURE 1.10). L'interprétation de ce résultat est néanmoins délicate. La mesure du  $J/\psi$  avec le spectromètre à muons d'ALICE est inclusive, la résolution de pointage au vertex du spectromètre ne permettant pas de séparer les  $J/\psi$  prompts des  $J/\psi$  issus de décroissance de hadrons beaux qui représentent environ 20 % des  $J/\psi$  mesurés. Ainsi l'écoulement mesuré est une combinaison de l'écoulement des quarks charmés donnant les  $J/\psi$  prompts et de l'écoulement des quarks beaux dont les  $J/\psi$  non-prompts sont issus.

Nous pouvons également indiquer qu'une interprétation plus définitive de toutes ces



observations nécessite des mesures supplémentaires en collisions p–Pb pour identifier et quantifier les effets de la voie d'entrée sur la production des quarks charmés. Une prise de données en collisions p–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  GeV a eu lieu en début d'année 2013. Les analyses de données en cours permettront une meilleure compréhension de l'ensemble des effets observés.

Malgré toutes les mesures effectuées jusqu'à ce jour, un certain nombre de questions restent ouvertes. A quelle température l'écrantage de Debye de la charge de couleur s'effectue-t-il ? Comment les partons perdent-ils leur énergie en traversant le QGP et comment cette perte d'énergie évolue-t-elle en fonction de la charge de couleur et de la masse du parton ? Comment le QGP peut-il thermaliser sur des échelles de temps aussi courtes ? Les quarks lourds sont-ils thermalisés ? Le programme de recherche de l'expérience ALICE dans les prochaines années s'intéresse à répondre à ces questions. Les réponses apporteront un éclairage nouveau sur QCD.

# Le détecteur VZERO

---

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Le cahier des charges</b>	<b>16</b>
<b>2.2</b>	<b>Description du détecteur</b>	<b>16</b>
<b>2.3</b>	<b>Electronique frontale du VZERO</b>	<b>20</b>
2.3.1	Description de l'électronique	20
2.3.2	Le système de déclenchement	22
<b>2.4</b>	<b>Calibrage et corrections</b>	<b>25</b>
2.4.1	Calibrage du détecteur	25
2.4.2	Corrections	27
<b>2.5</b>	<b>Sélection des événements</b>	<b>29</b>
<b>2.6</b>	<b>Mesure de la luminosité</b>	<b>31</b>
<b>2.7</b>	<b>Mesure de la géométrie de la collision</b>	<b>33</b>
2.7.1	Détermination de la centralité	33
2.7.2	Plan de réaction	36
<b>2.8</b>	<b>Densité de particules chargées en collisions Pb–Pb</b>	<b>39</b>

---

## 2.1 Le cahier des charges

Le détecteur VZERO est un détecteur couvrant les petits angles. Il est composé de deux hodoscopes de scintillateurs organiques situés de part et d'autre du point d'interaction (IP) couvrant deux domaines en pseudo-rapacité  $2.8 < \eta < 5.1$  (VZERO-A) et  $-3.6 < \eta < -1.7$  (VZERO-C). Une description rapide en sera donnée à la SECTION 2.2. Les fonctions demandées à ce détecteur sont multiples et répondent aux besoins d'une expérience étudiant les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

Le point central est la fourniture à l'ensemble de l'expérience ALICE d'un déclenchement de biais minimum pour tous les modes de fonctionnement du LHC (collisions  $pp$ ,  $p$ -Pb et Pb-Pb). De plus, en collisions Pb-Pb (ou  $p$ -Pb), le détecteur doit être capable de fournir deux déclenchements basés sur la centralité de la collision (centrale et semi-centrale), permettant ainsi d'enrichir le lot de données de ces événements d'intérêt. L'interaction des paquets de faisceau avec le gaz résiduel du tube à vide de l'accélérateur produit un grand nombre de particules traversant les sous détecteurs d'ALICE. Grâce à une mesure de temps de vol des particules traversant chacun des hodoscopes du VZERO, il est possible de discriminer les interactions dites « beam-beam » des collisions dites « beam-gas ». Le système de déclenchement sera décrit à la SECTION 2.3.

De plus, le détecteur VZERO est utilisé pour la mesure de la luminosité (SECTION 2.6). Il est également utilisé pour la mesure des variables globales de la collision tel que le paramètre d'impact et le plan de la réaction (SECTION 2.7). Finalement, le détecteur VZERO mesure la multiplicité de particules chargées (SECTION 2.8).

## 2.2 Description du détecteur

Le VZERO-A est situé à 329 cm de l'IP du côté opposé au spectromètre à muons. Quant au VZERO-C, il est fixé sur la face avant de l'absorbeur hadronique à une distance moyenne de l'IP de 87 cm en amont du spectromètre à muons (FIGURE 2.1). Chaque hodoscope est segmenté suivant le même schéma (FIGURE 2.2) : quatre anneaux concentriques, chacun ayant une couverture d'environ 0.5 unité de pseudo-rapacité, chaque anneau étant séparé en huit secteurs en azimut. La couverture en pseudo-rapacité des anneaux, et leurs dimensions sont résumées dans le TABLEAU 2.1.

Les deux hodoscopes n'ont pas été fabriqués suivant la même technique. En effet, le VZERO-A, développé et construit par nos collègues mexicains, a été construit suivant une technique dite du vitrail [31] (FIGURE 2.2-gauche) consistant en la gravure des différentes cellules au sein d'une plaque unique de scintillateur sur la moitié de l'épaisseur. Les interstices entre cellules sont ensuite remplis d'une colle assurant le maintien mécanique des différentes cellules tout en assurant leur isolation optique. La deuxième moitié de l'épaisseur est ensuite traitée de la même manière. L'option choisie pour le VZERO-C, imposée par des contraintes d'installation, est la construction d'un hodoscope constitué de cellules élémentaires indépendantes les unes des autres (FIGURE 2.2-droite). Pour les deux hodoscopes, le scintillateur retenu est le scintillateur organique BC404 de chez

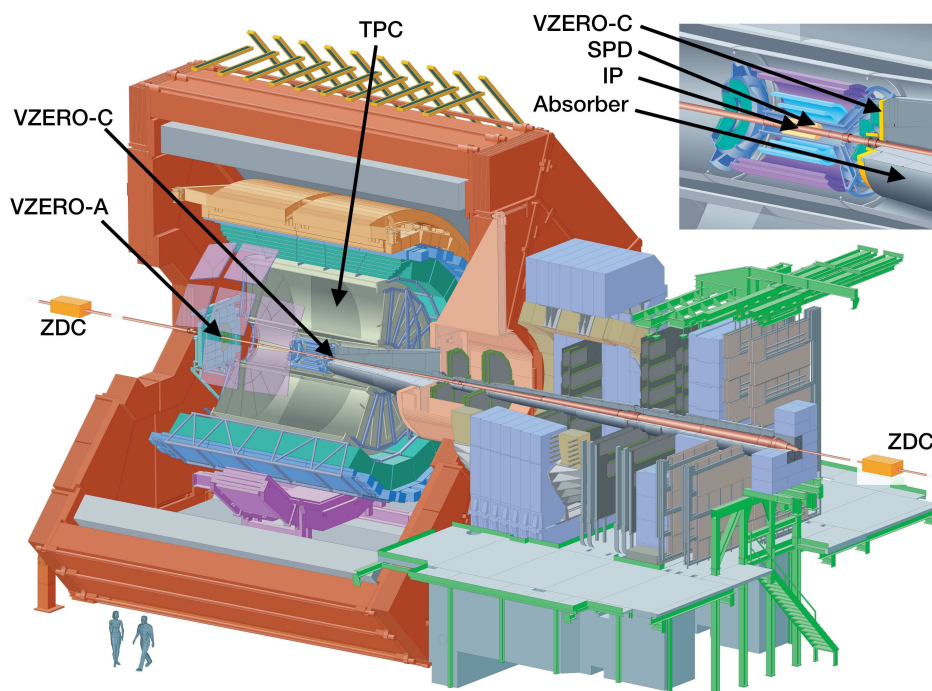


FIGURE 2.1 – Vue schématique de l'expérience ALICE.

Bicron. L'épaisseur de scintillateur est de 2.5 cm pour le VZERO-A et 2 cm pour le VZERO-C. La lumière de scintillation produite par le scintillateur est collectée par des fibres optiques à décalage de longueur d'onde (Wave-Length Shifting fiber, WLS) noyées dans le scintillateur (VZERO-A) ou collées sur les deux faces radiales du scintillateur (VZERO-C). Les WLS sont des fibres d'un diamètre de 1 mm du type BCF9929A de Bicron. La lumière est ensuite transmise à des photomultiplicateurs (PMT) (type R5946 de Hamamatsu [32]) directement dans le cas du VZERO-A, via 3 m de fibres optiques claires pour le VZERO-C. Le développement de ces deux conceptions a été imposé par les contraintes d'intégration différentes pour chacun des détecteurs. La FIGURE 2.3 montre un schéma d'une cellule élémentaire de chaque hodoscope. Afin d'optimiser la collection de lumière par les fibres WLS, chaque cellule des deux derniers anneaux du VZERO-C a été séparée en deux cellules de  $22.5^\circ$ . Les fibres optiques issues de ces deux sous-cellules sont regroupées pour être connectées au même PMT, créant ainsi une voie de détection unique.

Les PMT de chacun des hodoscopes sont situés à l'intérieur du solénoïde de l'expérience ALICE, délivrant un champ magnétique de 0.5 T. Les trajectoires des électrons à l'intérieur de PMT conventionnels sont fortement affectées par le champ magnétique (voir FIGURE 2.4-gauche). Les gains de ces PMT sont alors plus faibles dans ces conditions. Le choix s'est donc tourné vers des PMT avec un étage d'amplification fait de mailles fines et resserrées (*fine mesh PMT*, voir FIGURE 2.4-droite). Cette structure permet un fonctionnement optimal dans un champ magnétique pouvant atteindre 1 T, du fait que les trajectoires des électrons d'une dynode à l'autre sont peu perturbées. Néanmoins un ajustement de l'angle des PMT

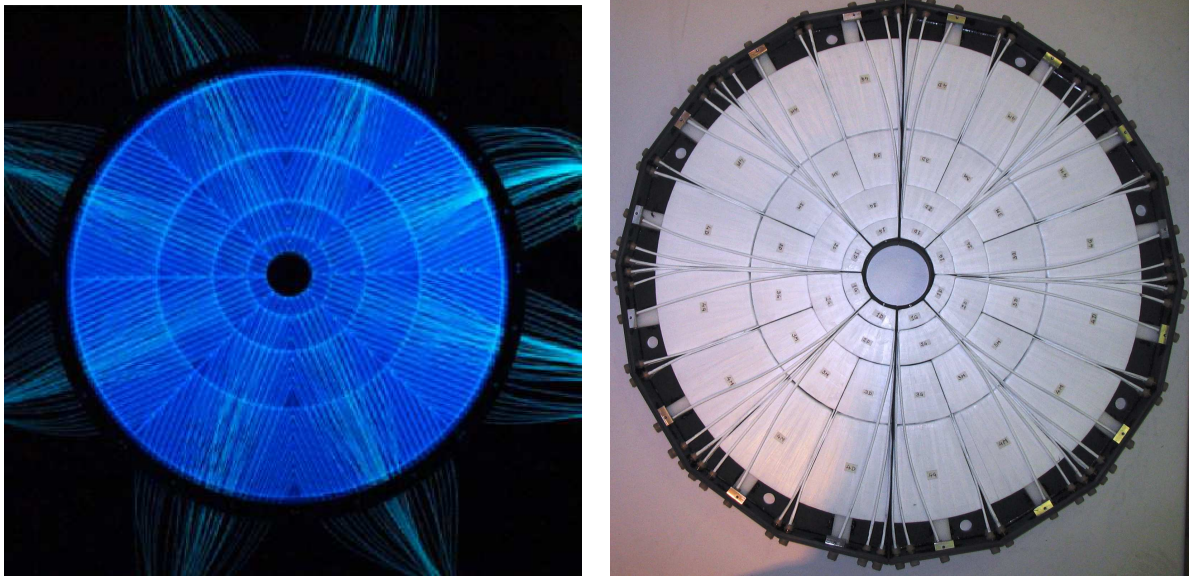


FIGURE 2.2 — Photos des deux hodoscopes VZERO-A (gauche) et VZERO-C (droite).

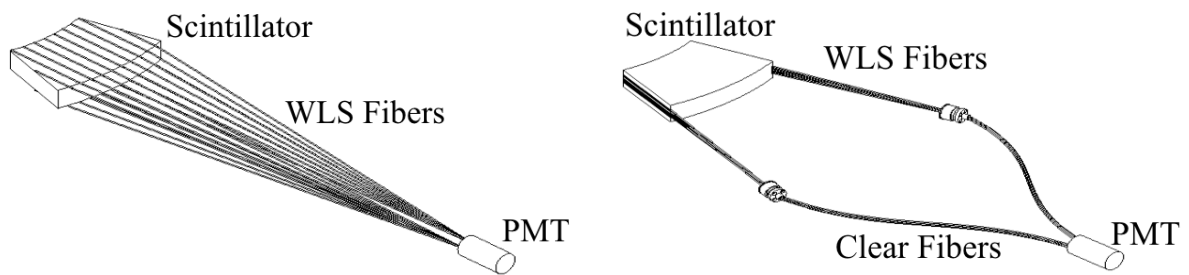


FIGURE 2.3 — Schéma de principe de la conception d'une cellule élémentaire du VZERO-A (gauche) et du VZERO-C (droite).

par rapport aux lignes de champ magnétique est nécessaire pour l'optimisation du gain des PMT [33]. Les PMT sont regroupés par quatre et fixés sur le support du détecteur pour le VZERO-A, par huit et fixés sur l'absorbeur hadronique à 3 m du détecteur pour le VZERO-C. La FIGURE 2.5 montre une photographie de chaque hodoscope installé dans l'expérience ALICE.

TABLEAU 2.1 — Acceptances en pseudo-rapidité, acceptances angulaires (deg.) et rayons minimum et maximum (cm) des anneaux des deux hodoscopes. Position en  $z$  (cm) le long de l'axe du faisceau de la face d'entrée des scintillateurs.

VZERO-A				
Ring	$\eta_{max} / \eta_{min}$	$\theta_{min} / \theta_{max}$	$r_{min} / r_{max}$	$z$
0	5.1 / 4.5	0.7 / 1.3	4.3 / 7.5	329
1	4.5 / 3.9	1.3 / 2.3	7.7 / 13.7	329
2	3.9 / 3.4	2.3 / 3.8	13.9 / 22.6	329
3	3.4 / 2.8	3.8 / 6.9	22.8 / 41.2	329

VZERO-C				
Ring	$\eta_{min} / \eta_{max}$	$\theta_{max} / \theta_{min}$	$r_{min} / r_{max}$	$z$
0	-3.6 / -3.2	177.0 / 175.3	4.5 / 7.1	-86
1	-3.2 / -2.7	175.2 / 172.3	7.3 / 11.7	-87
2	-2.7 / -2.2	172.3 / 167.6	11.9 / 19.3	-88
3	-2.2 / -1.7	167.5 / 160.0	19.5 / 32.0	-88

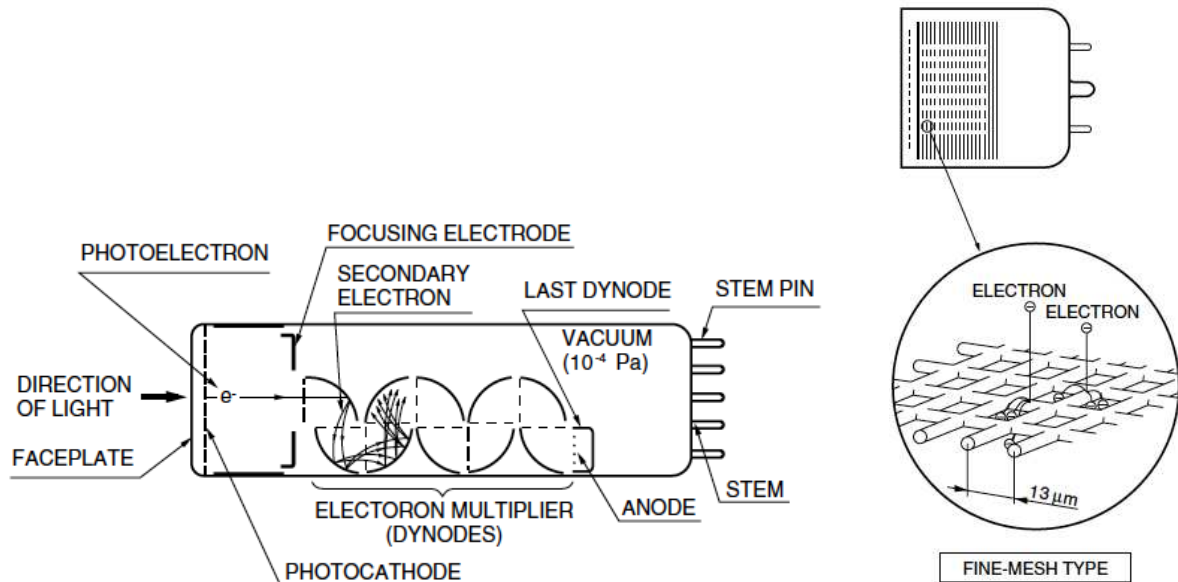


FIGURE 2.4 — Vue schématique de la structure d'un PMT « conventionnel » (gauche) et d'un « fine mesh PMT » (droite) [33].



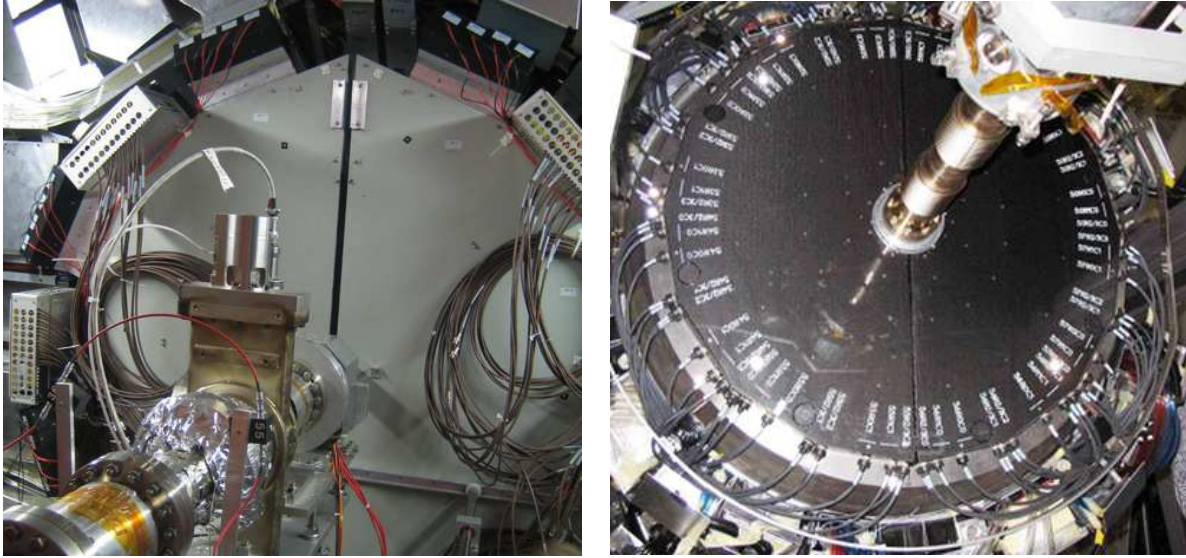


FIGURE 2.5 — Photos des deux hodoscopes installés : VZERO-A (gauche) et VZERO-C (droite).

## 2.3 Electronique frontale du VZERO

### 2.3.1 Description de l'électronique

L'électronique frontale du VZERO, incluant le système de déclenchement et le système d'acquisition, a été entièrement conçu à l'IPN-Lyon [34]. La FIGURE 2.6 montre, de façon schématique, l'architecture de l'électronique du VZERO. Le but de ce système est de traiter les informations analogiques provenant des voies de détection, de générer un jeu de signaux de déclenchement pré-programmés et de transmettre les données brutes à la fréquence du LHC sans temps mort, soit 40 MHz (toutes les 25 ns).

Pour chacune des 64 voies de détection, trois quantités sont mesurées : la charge déposée dans la cellule, le temps d'arrivée du signal relativement à l'horloge 40 MHz du LHC et la largeur en temps du signal au niveau du seuil du discriminateur.

A la sortie des PMT, un système de pré-amplification fournit à l'électronique du VZERO deux signaux par voie de détection. Le premier, inchangé, est utilisé pour la mesure de charge déposée dans la cellule. Le second, amplifié par un facteur 10, est utilisé pour la mesure du temps.

Le système est composé de deux types de cartes installées dans un châssis VME 9U. Huit cartes CIU (Channel Interface Unit), une par anneau, reçoivent les signaux analogiques et effectuent l'intégration du signal non amplifié et la digitalisation de l'information temps. Les composants principaux de ces cartes CIU sont : un discriminateur à seuil, un HPTDC [35] (Time-to-Digital Converter de grande précision), un système de deux intégrateurs de charge. Ce système de deux intégrateurs en charge a été choisi pour que la partie déclenchement de l'électronique puisse fonctionner sans temps mort. En effet, un intégrateur intègre le signal durant un coup d'horloge de 25 ns pendant que l'information

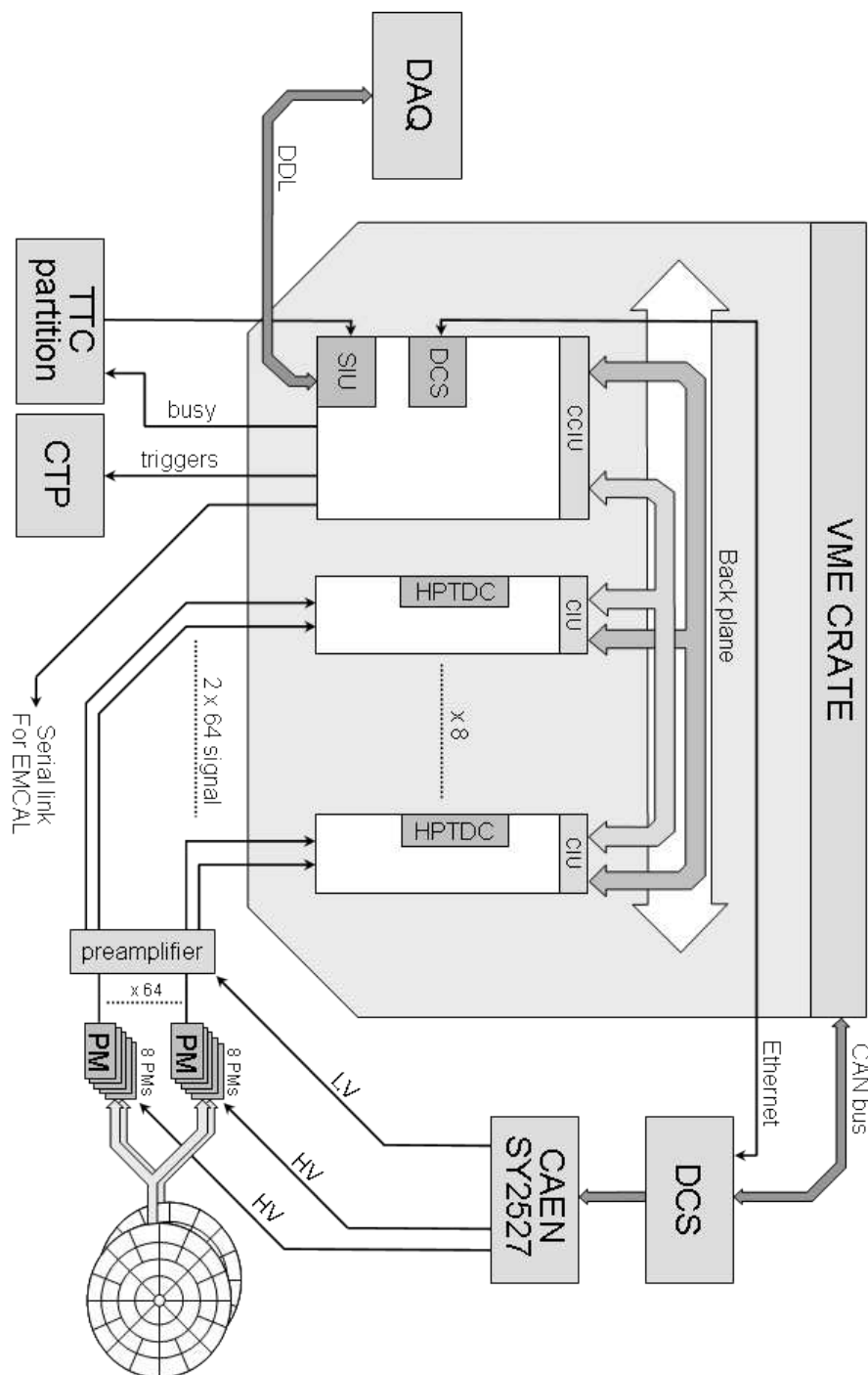
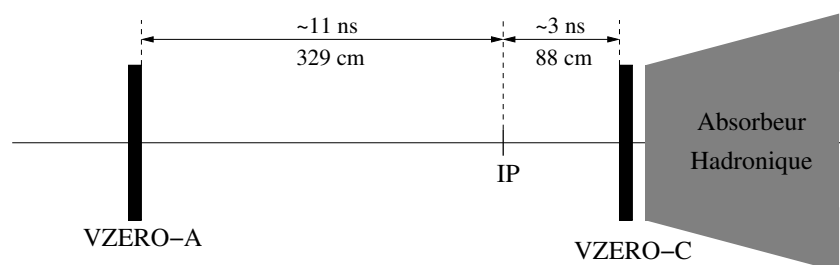


FIGURE 2.6 — Architecture de l'électronique frontale du VZERO.



FIGURE 2.7 — Temps de vol des particules émises du point d'interaction et détectées par les VZERO-A et C.



du coup d'horloge précédent obtenue par l'autre intégrateur est transmise au système de déclenchement.

Une carte CCIU (Channel Concentrator Interface Unit) a pour fonctions de collecter les informations provenant des cartes CIU, de générer et transmettre au CTP [36] (Central Trigger Processor) les signaux de déclenchements, de transmettre les données brutes vers le système d'acquisition d'ALICE et de fournir une interface permettant la configuration de l'ensemble des paramètres de l'électronique via le système de contrôle lent d'ALICE (Detector Control System, DCS).

### 2.3.2 Le système de déclenchement

L'électronique frontale du VZERO doit fournir au CTP plusieurs signaux de déclenchement. Le but du CTP est d'une part de synchroniser les informations en provenance de tous les sous-détecteurs participant au déclenchement et d'autre part de transmettre le signal de déclenchement à tous les sous-détecteurs afin de synchroniser l'acquisition de leurs données.

Comme le montre la FIGURE 2.7, le temps de vol des particules émises au point d'interaction et détectées par le VZERO-A et le VZERO-C sont respectivement de l'ordre de 11 ns et 3 ns. Au LHC, deux types différents d'événements peuvent être enregistrés : les événements correspondant à l'interaction entre deux protons (ou deux noyaux) de chaque faisceau qui sont nommés « beam-beam » (BB) ; les événements provenant de l'interaction d'un proton (ou d'un noyau) d'un des deux faisceaux avec le gaz résiduel à l'intérieur du tube faisceau qui sont nommés « beam-gas » (BG). Cette seconde catégorie peut être séparée en deux sous-familles selon qu'il s'agit du faisceau provenant des côtés A (BGA) ou C (BGC) interagissant avec le gaz résiduel. Les signatures temporelles de ces trois types de collisions sont très différentes les unes des autres comme le montre la FIGURE 2.8. En effet, les particules issues d'une collision BG voyagent à la même vitesse que les paquets de faisceau. Elles sont alors détectées à un temps de -11 ns (BGA) ou -3 ns (BGC) par rapport au temps de croisement des paquets de faisceau au centre de l'expérience ALICE.

Afin de discriminer en ligne les différents types d'interactions, un système de fenêtres d'observation a été développé au sein de l'électronique de déclenchement. Quatre fenêtres d'observation sont générées à l'intérieur de la carte CCIU toutes les 25 ns, chacune étant active à un temps précis ( $\pm 11$  ns ou  $\pm 3$  ns) par rapport au temps de croisement des

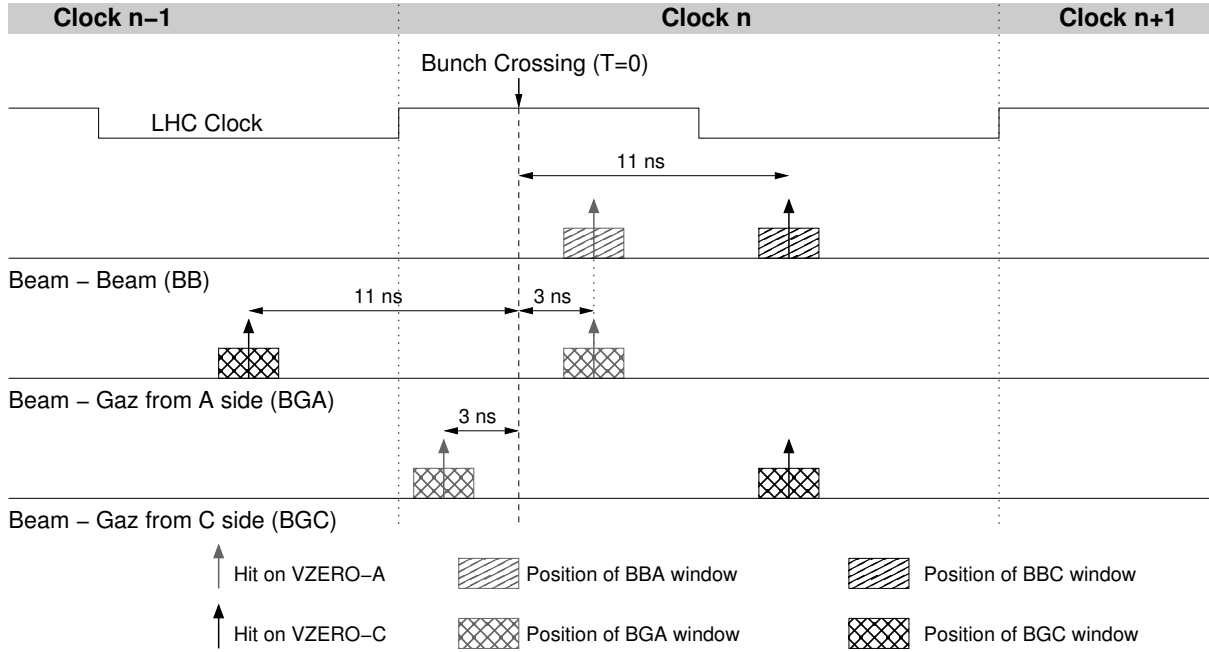


FIGURE 2.8 — Structure en temps des différents types d'événements.

faisceaux. Si un nombre pré-programmé de cellules observe un signal à l'intérieur de ces fenêtres, le signal correspondant est alors actif. Un nombre important de combinaisons<sup>1</sup> des quatre fenêtres sont pré-programmées dans la carte CCIU et peuvent être envoyées au CTP. La largeur en temps de ces fenêtres d'observation est ajustable. Afin d'obtenir une bonne réjection du bruit de fond tout en optimisant l'efficacité de détection des événements « beam-beam », une largeur de 7 ns a été choisie. En deçà de cette valeur, l'efficacité de détection chute. En effet l'effet de « time slewing » (voir SECTION 2.4) fait que le temps d'arrivée des signaux dépend de leurs amplitudes.

En plus de ces signaux de déclenchement basés sur la topologie temporelle de l'événement, d'autres signaux de déclenchement sont basés sur la mesure de la charge totale collectée par chacun des disques dans une fenêtre de 25 ns. Si la charge collectée dépasse un des deux seuils programmés dans la carte CCIU alors un signal de déclenchement est généré. Nous pouvons ainsi construire deux signaux de déclenchement correspondant à deux niveaux de centralité de la réaction en collisions Pb-Pb (p-A). Le détecteur VZERO est le seul détecteur de l'expérience ALICE ayant la possibilité de fournir en ligne un déclenchement sur la centralité de la réaction. Un type de signal de déclenchement supplémentaire existe. Il est basé sur la mesure du nombre de cellules touchées dans une fenêtre de 25 ns. Ce type de signal de déclenchement est très peu utilisé dans ALICE.

Au total, 5 signaux de déclenchements (parmi les 16 possibles) sont envoyés au CTP. Le choix des signaux envoyés dépend du mode de fonctionnement du LHC ainsi que de la stratégie de déclenchement choisie par la collaboration.

1. BBA, BBC ; BGA ; BGC ; BBA et BBC ; BBA ou BBC ; BBA et BGC ; BGA et BBC ; (BBA et BGC) ou (BGA et BBC).

Durant les prises de données  $pp$  de 2009 et 2010, le déclenchement de biais minimum de l'expérience ALICE demandait au moins un impact dans le SPD (deux premières couches du trajectographe interne) ou dans un des deux hodoscopes du VZERO, le seuil des discriminateurs du VZERO étant réglé au quart de l'énergie moyenne déposée par un MIP. Ce signal de déclenchement correspond ainsi à requérir la détection d'une particule chargée dans environ 8 unités de pseudo-rapidité. Durant les prises de données  $pp$  de 2011 et 2012, due à l'augmentation de la luminosité du LHC et à l'augmentation du bruit de fond induit par les collisions « beam–gas », le signal de déclenchement de biais minimum a évolué vers des conditions plus strictes demandant la coïncidence entre les deux hodoscopes du VZERO (au moins un signal dans chacun des hodoscopes).

Durant la première période de prise de données en collisions Pb–Pb en 2010, le signal de déclenchement de biais minimum était configuré afin d'obtenir la plus haute efficacité possible pour la détection des collisions hadroniques. Deux des trois conditions suivantes devaient être remplies : 2 pixels touchés dans la dernière couche du SPD, une cellule touchée dans le VZERO-A, une cellule touchée dans le VZERO-C. Le réglage des seuils des discriminateurs du VZERO dans ce mode de fonctionnement correspond à l'énergie moyenne déposée par un MIP. A la fin de cette première période de prise de données, la luminosité du faisceau augmentant, le déclenchement de biais minimum a été restreint à la coïncidence entre le SPD, le VZERO-A et le VZERO-C afin de réduire la contribution provenant d'interactions électromagnétiques entre les noyaux. La période de prise de données Pb–Pb de 2011 étant de plus haute luminosité, le détecteur VZERO a fourni trois signaux de déclenchement différents : (i) un signal de biais minimum correspondant à la coïncidence entre le VZERO-A et le VZERO-C avec au moins une cellule touchée dans chaque hodoscope ; (ii) un signal basé sur la centralité de la réaction sélectionnant les collisions les 50 % plus centrales ; (iii) un signal sélectionnant les collisions les 10 % plus centrales.

Le VZERO est opérationnel depuis le début de la prise de données de l'expérience ALICE en 2009, démontrant ainsi une très bonne stabilité du détecteur, de son système de lecture et du système de déclenchement. Durant ces 4 années de fonctionnement, une baisse de la charge moyenne collectée par MIP a été observée. La réduction varie d'une voie de détection à l'autre avec un maximum de 40 % de perte. La dose accumulée durant cette période est difficile à évaluer. En effet, les radiations auxquelles le VZERO a été exposé sont dues aux événements physiques « beam–beam » (dont nous connaissons la luminosité intégrée) mais également aux radiations provenant du bruit de fond induit par le faisceau. L'évaluation de la dose accumulée due à cette deuxième source est très difficile à quantifier. Néanmoins, à partir de mesures de luminosité intégrée et d'évaluation du taux de bruit de fond, nous pouvons estimer que la dose accumulée par voie de détection ne peut excéder 50 krad. Cette valeur est six fois plus faible que la dose à laquelle nous avons exposé une voie de détection du VZERO lors d'un test de tolérance aux radiations utilisant un faisceau de protons de 60 MeV [37]. Les résultats de ce test montrent que pour une dose accumulée de 50 krad, la perte de signal due au vieillissement du scintillateur est de l'ordre de quelques pour-cents, ce qui ne peut expliquer une perte allant jusqu'à 40 %. Les PMT sont en vue directe du point d'interaction. De fait des particules

primaires peuvent être détectées par le PMT lui-même. Le signal provenant de cette source arrive au niveau de l'électronique environ 6 ns plus tôt que le signal provenant des éléments scintillants. L'analyse des pertes de gain de ces signaux « directs » a montré qu'elles sont en accord avec les pertes vues pour les signaux provenant du scintillateur. La perte d'amplitude de la voie de détection est donc attribuée à un vieillissement des PMT. Nous supposons un vieillissement prématuré de la photocathode dû au bombardement de celle-ci par les ions positifs créés à l'intérieur du tube par ionisation du gaz résiduel. Ce phénomène est connu sous le nom d'« after-pulse » du fait que les ions positifs viennent heurter la photocathode conduisant le plus souvent à l'arrachement d'un électron qui est amplifié. Il en résulte donc une seconde impulsion en sortie du PMT arrivant de quelques centaines de ns à quelques  $\mu$ s après l'impulsion primaire. Une série de PMT a été extraite après l'arrêt du LHC pour analyse. Les résultats préliminaires montrent une perte en adéquation avec la perte vue sur les données. Un changement des PMT est envisagé. Nous avons choisi de les remplacer par la version 19 dynodes des mêmes PMT (type H8409-70MOD de Hamamatsu). Les trois dynodes supplémentaires, permettront de fonctionner pour un même gain à une tension inférieure aux 2kV actuels (environ 400–500 V plus faible). Il en résultera donc un taux d'« after pulse » plus petit et ainsi un vieillissement plus lent.

## 2.4 Calibrage et corrections

### 2.4.1 Calibrage du détecteur

Il est nécessaire de calibrer deux quantités par voie de détection afin d'assurer une réponse uniforme de chacune des voies de détection : le gain du PMT et la quantité de lumière produite par le détecteur. Cette dernière quantité prend en compte la quantité de lumière produite par le scintillateur, l'efficacité de collection des fibres WLS et l'atténuation du signal le long des fibres WLS et claires.

La courbe de gain de chaque PMT a été déterminée en laboratoire en utilisant la réponse donnée au passage de muons provenant de rayons cosmiques à travers un élément scintillant. Pour chaque PMT, des mesures à trois tensions différentes ont été effectuées. Chaque mesure donne la charge collectée par le PMT à une tension donnée correspondante à la détection de la lumière de scintillation produite par le passage d'un muon au minimum d'ionisation. Afin de connaître le gain absolu du PMT, une mesure du nombre de photons de scintillation arrivant à la photocathode est nécessaire. Cette mesure a été effectuée grâce à l'utilisation d'un photomultiplicateur XP2020 de Photonics qui a une très bonne résolution sur la charge collectée. La réponse de ce PMT a été calibrée à l'aide d'une LED en déterminant sa réponse à la détection d'un photon unique. La [FIGURE 2.9](#) montre la courbe de gain pour les PMT du VZERO. Les points de mesure sont ajustés par la loi de puissance :  $\text{Gain} = p_0(\text{HV})^{p_1}$ .

La quantité de lumière produite par chaque ligne optique a été mesurée *in situ* en utilisant la réponse des différentes voies en collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV. La réponse de

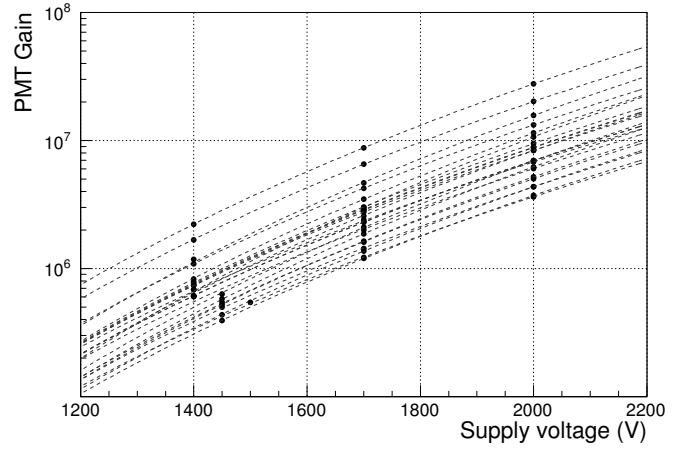


FIGURE 2.9 — Courbe de gain absolu des PMT du VZERO.

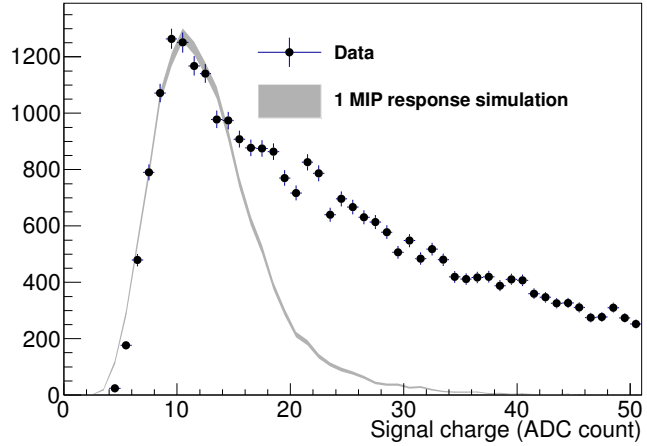


FIGURE 2.10 — Comparaison de la réponse d'une voie de détection, entre les données prises en collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV (points) et la simulation complète du détecteur (courbe grisée).

chaque voie a été mesurée pour trois réglages différents de tension. L'utilisation d'une simulation complète du détecteur VZERO et la connaissance des courbes de gain de chaque PMT préalablement mesurées, rendent possible la détermination de la quantité de lumière émise par chaque voie de détection. Ce calibrage précis permet de reproduire en simulation la réponse du détecteur, ce qui est essentiel pour les calculs des facteurs correctifs nécessaires pour les différentes analyses (FIGURE 2.10). La haute tension à appliquer est ensuite calculée afin d'obtenir une réponse identique de chaque voie au passage d'une particule au minimum d'ionisation (MIP). La haute tension moyenne appliquée en collisions  $pp$  est de l'ordre de 2000 V. Afin de pouvoir accepter les très fortes multiplicités de particules dans les collisions Pb–Pb sans saturer les ADC, les hautes tensions sont réduites à 1500 V en moyenne. Cela correspond à une diminution du gain d'un facteur 10 par rapport aux tensions appliquées en collisions  $pp$ .

L'ajustement en temps entre les différentes voies de détection a été effectué dans un premier temps par l'ajustement des longueurs de câbles signaux avec une précision de 1 ns. Dans un deuxième temps, un ajustement plus fin a été effectué grâce à l'utilisation

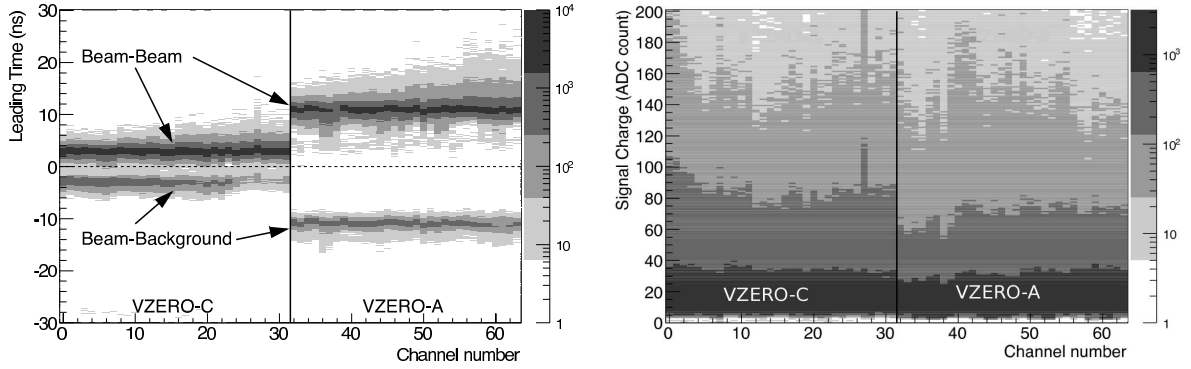


FIGURE 2.11 — Temps de l'impulsion issue du PMT en nanoseconde en fonction du numéro de la voie (gauche), charge intégrée en nombre de coups ADC en fonction du numéro de la voie (droite) pour des collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Les numéros de voie de 0 à 31 correspondent au VZERO-C et les numéros de 32 à 63 au VZERO-A.

de retards programmables à l'intérieur des cartes CIU.

Finalement, une bonne uniformité de la réponse des différentes voies a été obtenue concernant les réponses en charge et en temps (FIGURE 2.11). Le temps de vol des particules émises à l'IP et détectées par le VZERO-A (VZERO-C) est de l'ordre de 11 ns (3 ns). La ligne tiretée de la FIGURE 2.11-gauche représente le temps de la collision. Nous pouvons clairement voir le signal issu des collisions ayant lieu à l'IP à +11 ns et +3 ns. Néanmoins, des signaux arrivant à -11 ns et -3 ns sont détectés. Ceux-ci proviennent de la détection de particules issues de collisions entre le faisceau et le gaz résiduel dans le tuyau de l'accélérateur en amont et en aval de l'expérience ALICE.

### 2.4.2 Corrections

Dû au fait que nous utilisons dans les cartes CIU des discriminateurs à seuil, la mesure du temps de montée du signal est affectée par un phénomène appelé « effet de glissement en temps » (« time slewing effect » en anglais). Pour un seuil donné, le temps de déclenchement du discriminateur est d'autant plus grand que le signal est de faible amplitude (voir FIGURE 2.12). Dans le cas du détecteur VZERO, la corrélation entre le temps de montée et la charge du signal est donnée par la FIGURE 2.13-gauche. Afin d'avoir une mesure du temps pour chacune des voies qui soit indépendante de l'amplitude du signal, la mesure du temps est corrigée par une quantité  $\delta t(Q)$  dépendante de  $Q$ , la charge de l'impulsion, tel que :

$$t_{corr} = t_{raw} - \delta t(Q), \quad (2.1)$$

où  $t_{raw}$  est le temps brut mesuré par le HPTDC et  $t_{corr}$  le temps corrigé de l'effet de « slewing ». La correction appliquée à la mesure du temps est paramétrisée par :

$$\delta t(Q) = 10.5\sqrt{s/Q}, \quad (2.2)$$

FIGURE 2.12 — Représentation schématique de l'effet de « time slewing ».

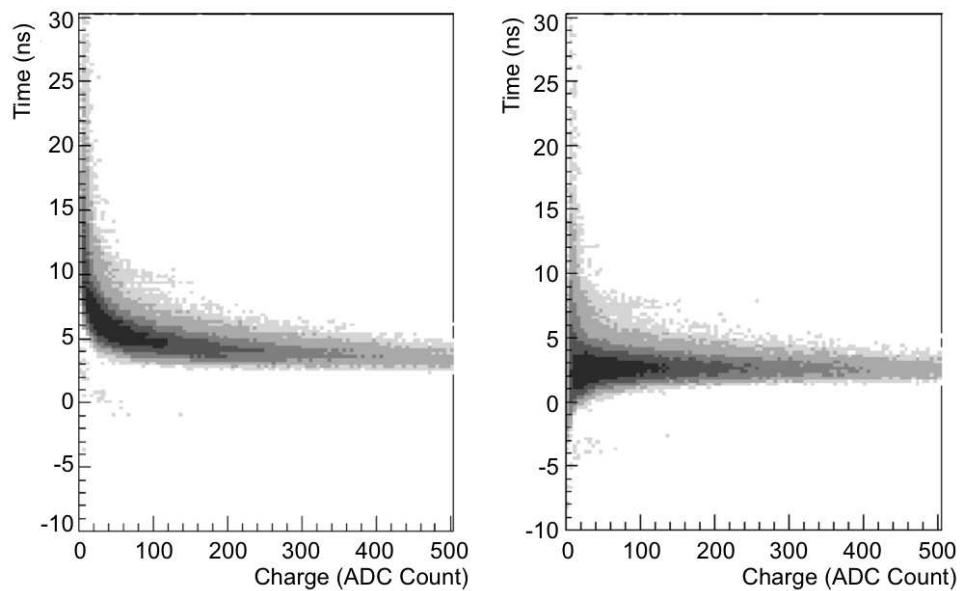
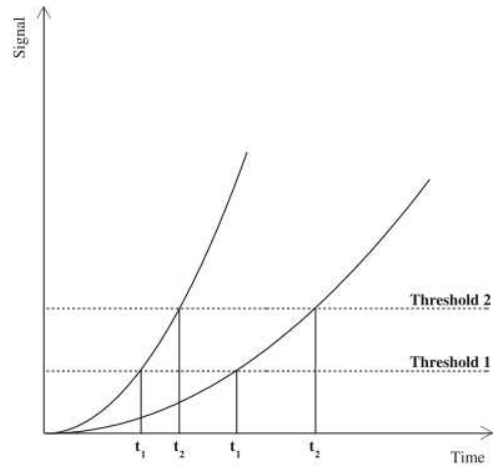


FIGURE 2.13 — Corrélation entre le temps de montée du signal et la charge de l'impulsion avant (gauche) et après (droite) correction de l'effet de « slewing ».

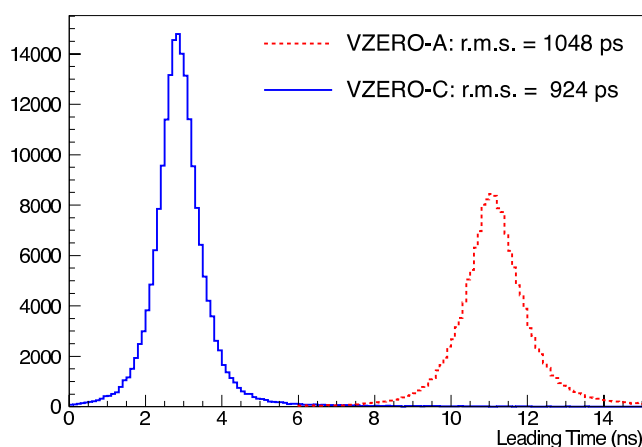


FIGURE 2.14 — Distributions en temps mesurées par une cellule individuelle pour le VZERO-A (ligne pointillée rouge) et pour le VZERO-C (ligne pleine bleue).

où  $s$  est le seuil appliqué au discriminateur et  $Q$  la charge du signal en canaux ADC. Durant les prises de données, deux niveaux de seuil différents ont été utilisés, un seuil réglé à 1 canal ADC pour les collisions Pb–Pb et un seuil à 4 canaux ADC dans le mode  $pp$ .

La FIGURE 2.13-droite montre le résultat de cette correction où le temps corrigé est montré en fonction de la charge de l'impulsion. Le temps de réponse moyen est alors indépendant de la charge de l'impulsion. Par contre, nous voyons très clairement sur cette figure que la résolution sur la mesure du temps est très fortement dépendante de la charge de l'impulsion. La résolution en temps moyenne pour une cellule individuelle est de l'ordre de 1 ns pour chacun des hodoscopes (voir FIGURE 2.14). Cette résolution est indépendante du mode de collisions ( $pp$  ou Pb–Pb).

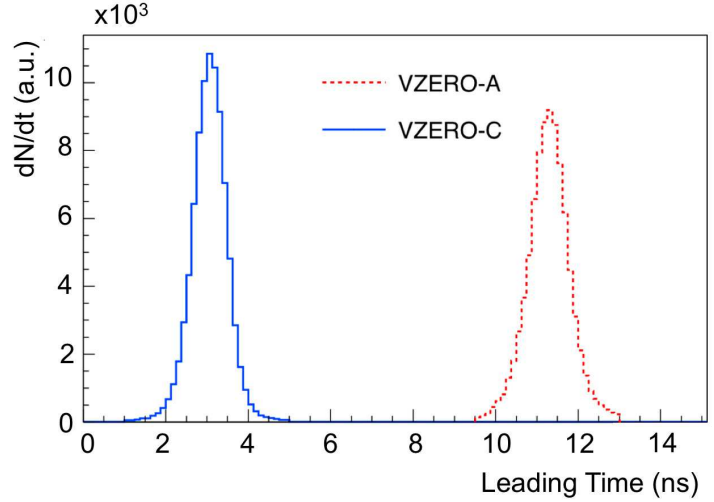
## 2.5 Sélection des événements

Dans les deux modes de collisions ( $pp$  ou Pb–Pb), une part non-négligeable des événements enregistrés sont des événements de bruit de fond provenant d'interactions entre les particules des faisceaux et le gaz résiduel du tube à vide de l'accélérateur ainsi que du halo des faisceaux interagissant avec différentes parties de l'accélérateur comme les collimateurs.

Comme le montre la FIGURE 2.8, les topologies temporelles dans le VZERO des événements « beam–beam » et des événements « beam-gas » sont très différentes. Lors de la reconstruction des événements, un temps de vol moyen pour chaque hodoscope est calculé. Ce temps de vol moyen correspond à une moyenne pondérée des temps de vol de chaque cellule ayant un signal au dessus du seuil de déclenchement. Comme nous l'avons vu précédemment, la résolution en temps d'une cellule est dépendante de la charge du signal déposé (voir FIGURE 2.13-droite), devenant meilleure avec l'augmentation de la charge. Par conséquent, pour chaque cellule touchée, un poids  $\omega$  fonction de la charge  $Q$  collectée est calculé tel que  $\omega(Q) = 1/\sigma^2(Q)$  où  $\sigma(Q)$  est la résolution en temps d'une



FIGURE 2.15 — Distributions des moyennes pondérées du temps mesuré par le VZERO-A (ligne pointillée rouge) et par le VZERO-C (ligne pleine bleue). Les résolutions sont respectivement de 450 ps et 350 ps pour le VZERO-A et le VZERO-C.



cellule individuelle paramétrisée par

$$\sigma(Q) = \sqrt{a + \frac{b}{N_{\gamma-e}} + c \frac{s}{Q^3}}, \quad (2.3)$$

où  $N_{\gamma-e}$  est le nombre moyen de photo-électrons créés,  $s$  le seuil du discriminateur et  $a$ ,  $b$  et  $c$  des constantes choisies de façon appropriée. Les deux premiers termes de cette équation sont respectivement reliés à la résolution intrinsèque du détecteur et au nombre de photo-électrons créés par le détecteur. Le dernier terme provient de l'incertitude sur la correction de « slewing » due aux fluctuations de la charge collectée (dérivée de l'EQUATION 2.2).

Le temps de vol moyen pondéré de chaque hodoscope est alors donné par

$$\langle T \rangle = \frac{\sum \omega_i(Q_i) \times T_i}{\sum \omega_i(Q_i)}, \quad (2.4)$$

où  $T_i$  et  $\omega_i(Q_i)$  sont respectivement le temps de vol mesuré et le poids (calculé par l'EQUATION 2.3) de la voie  $i$ . La somme est faite sur toutes les voies touchées de l'hodoscope considéré.

Des résolutions en temps de l'ordre de 450 ps et 350 ps pour les VZERO-A et VZERO-C respectivement sont obtenues (FIGURE 2.15). Cette résolution en temps permet de séparer clairement les événements issus des collisions entre deux protons (ou deux noyaux de plomb) de ceux provenant du bruit de fond induit par les faisceaux (FIGURE 2.16). Le VZERO permet donc la réjection du bruit de fond lors des analyses de physique. Cette sélection est également utilisée « en-ligne », lors de la prise de données pour contrôler le niveau du bruit de fond induit par le faisceau. En effet, durant les prises de données en mode  $pp$ , la luminosité des faisceaux circulant dans le LHC est très importante pour les expériences CMS et ATLAS. L'expérience ALICE voit son taux de comptage limité par la présence de détecteurs peu rapides, tel que la TPC. Ainsi, en collisions  $pp$ , la luminosité vue par ALICE est artificiellement réduite soit en décalant les faisceaux l'un par rapport

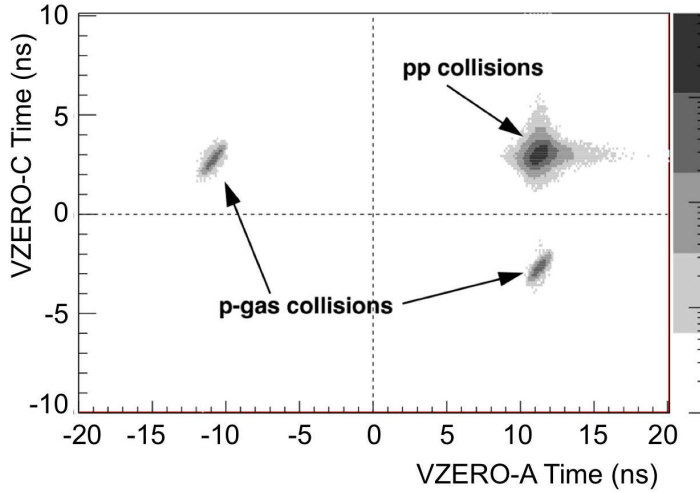


FIGURE 2.16 — Temps de vol moyen pondéré des particules détectées par le VZERO-C en fonction de celui du VZERO-A. Les lignes tiretées représentent l'instant de la collision au point d'interaction.

à l'autre soit en faisant interagir les paquets principaux d'un faisceau avec les paquets satellites de l'autre faisceau. De fait, si le taux de comptage lié à la physique (donc aux collisions) est réduit, celui lié au bruit de fond faisceau est inchangé puisque proportionnel à l'intensité des faisceaux circulant dans le LHC. Il est donc indispensable pour ALICE d'avoir un outil permettant le contrôle en temps réel du niveau de bruit de fond. Ce rôle est assuré par le VZERO.

## 2.6 Mesure de la luminosité

La mesure absolue de la section efficace d'un processus de référence permet une normalisation absolue des autres sections efficaces mesurées par l'expérience. Elle donne également la possibilité de contrôler en ligne la luminosité délivrée par l'accélérateur. Le VZERO est utilisé pour fournir à l'expérience ALICE cette section efficace de référence.

Le taux de comptage  $R$  d'un processus de section efficace  $\sigma$  mesuré par un détecteur d'acceptance  $A$  et d'efficacité  $\varepsilon$  est relié à la luminosité de l'accélérateur  $\mathcal{L}$  par

$$R = A \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot \mathcal{L}. \quad (2.5)$$

La mesure de la luminosité peut-être faite en utilisant la méthode dite de « van der Meer » [38]. Elle permet de déterminer la taille et la forme de deux faisceaux rentrant en collision par l'observation des variations du taux de comptage  $R$  d'un moniteur lors du balayage des faisceaux l'un par rapport à l'autre. Dans notre cas, le taux de comptage de référence est le taux de coïncidences entre le VZERO-A et le VZERO-C que nous noterons  $R_{\text{VZERO}}$ . La luminosité  $\mathcal{L}$  et donc le taux de comptage  $R_{\text{VZERO}}$  sont fonctions des distances transverses  $D_x$  et  $D_y$  entre les deux faisceaux. Deux balayages (l'un en  $x$  l'autre en  $y$ ) sont effectués. À partir des formes des distributions établies ( $R_{\text{VZERO}}(D_x, 0)$  et  $R_{\text{VZERO}}(0, D_y)$ ), les intégrales de surfaces  $S_x$  et  $S_y$  sont obtenues telles que

$$S_x = \int_{-\infty}^{\infty} R_{\text{VZERO}}(D_x, 0) dD_x \quad \text{et} \quad S_y = \int_{-\infty}^{\infty} R_{\text{VZERO}}(0, D_y) dD_y. \quad (2.6)$$

$S_{x,y}$  et  $R_{VZERO}(0,0)$  (le taux de comptage maximal sans déplacement des faisceaux) peuvent être reliés aux facteurs de formes  $Q_{x,y}$  [39] par

$$R_{VZERO}(0,0)/S_x = Q_x \text{ et } R_{VZERO}(0,0)/S_y = Q_y. \quad (2.7)$$

Les facteurs de formes  $Q_{x,y}$  valent  $1/\sqrt{4\pi\sigma_{x,y}^2}$  dans l'hypothèse de faisceaux de forme gaussienne de taille  $\sigma_{x,y}$ .

La FIGURE 2.17 montre la distribution du taux de comptage après correction de l'effet d'empilement<sup>2</sup> lors d'un balayage de van der Meer.

Connaissant les intensités  $N_1$  et  $N_2$  des faisceaux données par le LHC [40], la luminosité  $\mathcal{L}$  et ainsi la section efficace  $\sigma_{VZERO}$  correspondant au taux de comptage  $R_{VZERO}$  sont obtenues par

$$\mathcal{L} = k_b f N_1 N_2 Q_x Q_y \text{ et } \sigma_{VZERO} = \frac{1}{A \cdot \varepsilon} \frac{R_{VZERO}(0,0)}{\mathcal{L}}, \quad (2.8)$$

où  $k_b$  est le nombre de paquets entrant en collision,  $f = 11.2455$  kHz la fréquence de révolution du LHC,  $A$  l'acceptance géométrique du VZERO et  $\varepsilon$  son efficacité de détection.

$\sigma_{VZERO}$  a été mesuré en collisions  $pp$  pour deux énergies de collisions (2.76 TeV et 7 TeV)  $\sigma_{VZERO}(2.76 \text{ TeV}) = 47.7 \pm 0.9(\text{syst.})$  mb et  $\sigma_{VZERO}(7 \text{ TeV}) = 54.3 \pm 1.9(\text{syst.})$  mb. Ceci correspond à une efficacité de déclenchement ( $\sigma_{VZERO}/\sigma_{\text{inel}}^{pp}$ ) de  $76.0\%_{-2.8\%}^{+5.2\%}$  et  $74.2\%_{-2.0\%}^{+5.0\%}$  respectivement. Une description détaillée de l'analyse peut-être trouvée dans la référence [41]. Ces sections efficaces sont ensuite utilisées entre les différents balayages de van der Meer pour estimer la luminosité instantanée délivrée par le LHC en mesurant le taux de comptage  $R_{VZERO}$ . Le VZERO fournit ainsi une mesure de la luminosité intégrée utilisée pour les différentes mesures de sections efficaces absolues.

---

2. Le nombre d'interactions par croisement de paquets de faisceaux suit une distribution de Poisson. Si le nombre moyen d'interactions par croisement auxquels le VZERO est sensible est  $\mu$ , alors la probabilité  $P(k; \mu)$  d'avoir  $k$  interactions est donnée par

$$P(k; \mu) = \frac{\mu^k e^{-\mu}}{k!}.$$

Le taux de comptage mesuré par le VZERO peut être relié à la probabilité de ne pas avoir d'interaction dans un croisement ( $P(0, \mu) = e^{-\mu}$ )

$$R_{VZERO} = k_b \cdot f \cdot A \cdot \varepsilon \cdot (1 - e^{-\mu}),$$

où  $k_b$  est le nombre de paquets entrant en collision,  $f = 11.2455$  kHz la fréquence de révolution du LHC,  $A$  l'acceptance géométrique du VZERO et  $\varepsilon$  son efficacité de détection.

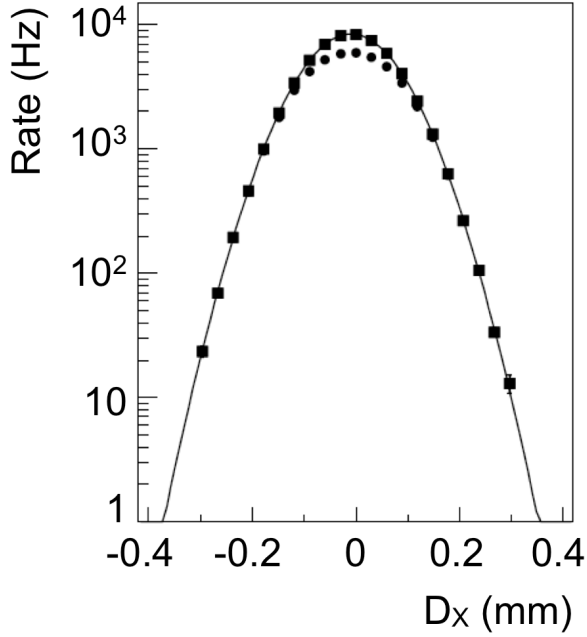


FIGURE 2.17 — Exemple de distribution du taux de comptage mesuré par le VZERO lors d'un balayage horizontal entre les deux faisceaux. Ces données proviennent de balayages de van der Meer de mai 2010 pris en collisions  $pp$  à une énergie de 7 TeV. Les points représentent les taux de comptages bruts, les carrés les taux de comptages après correction de l'effet d'empilement (voir référence [41]). Les lignes sont ici pour guider l'œil, l'intégrale est calculée en faisant la somme sur tous les intervalles.

## 2.7 Mesure de la géométrie de la collision

Comme nous l'avons vu précédemment, l'étude du QGP passe par sa création en laboratoire au moyen de collisions entre noyaux lourds à très haute énergie. Puisque les noyaux (le Plomb dans le cas du LHC) sont des objets étendus, l'énergie disponible lors de la collision dépend de la zone de recouvrement des deux noyaux. Il existe également un plan de symétrie de la collision appelé « plan de collision » passant par les centres de chacun des noyaux. La détermination de ces deux quantités permet la séparation des données en lot d'événements ayant les mêmes caractéristiques géométriques.

### 2.7.1 Détermination de la centralité

La zone de recouvrement géométrique des deux noyaux entrant en collision est déterminée par le paramètre d'impact de la collision  $b$ , défini comme la distance (dans le plan transverse à l'axe des faisceaux) entre les centres des deux noyaux (FIGURE 2.18). L'étude d'une observable donnée en fonction de ce paramètre d'impact permet d'observer l'effet de la présence d'un QGP de plus en plus chaud et de volume de plus en plus important à mesure que le paramètre d'impact entre les noyaux diminue. Lorsque le paramètre d'impact est proche de zéro, nous parlons de collisions centrales. La densité d'énergie du système créé est alors maximale. Lorsque le paramètre d'impact se rapproche de la somme des rayons de chaque noyau, nous parlons de collisions périphériques.

**Modèle de Glauber** Roy Glauber fut le premier à développer un modèle des interactions multiples quantiques caractérisant les collisions d'objets composites [42, 43]. Ce modèle

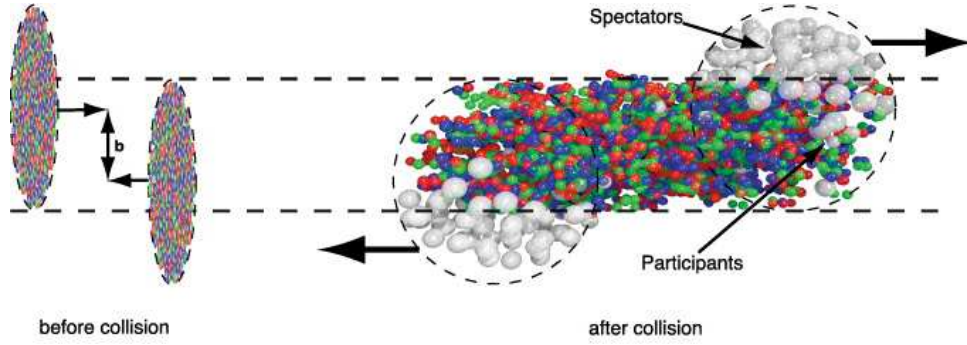


FIGURE 2.18 — Vue schématique de la collision entre deux noyaux de plomb illustrant les principes de paramètre d'impact et de nucléons participant et spectateurs.

fut développé afin de décrire les sections efficaces de collisions p–A et A–B à basse énergie. Au fil des ans, ce modèle de Glauber s’est enrichi. Dans les progiciels dits de Monte Carlo actuels, le modèle de Glauber fournit les bases des générateurs de collisions d’ions. L’idée est de modéliser le noyau d’une façon simple comme étant la superposition non-corrélée de densité de distributions de nucléons. Les probabilités d’interaction de deux noyaux peuvent ensuite être calculées en utilisant la section efficace d’interaction inélastique nucléon-nucléon convoluée à la distribution de nucléons dans le noyau.

Il est donc nécessaire de fournir en entrée du modèle la distribution de nucléons dans le noyau. Celle-ci est paramétrisée par une distribution de Fermi

$$\rho(r) = \rho_0 \cdot \frac{1 + \omega(r/R)^2}{1 + \exp(\frac{r-R}{\alpha})}, \quad (2.9)$$

où  $\rho_0$  est la densité de nucléons au centre du noyau,  $R$  le rayon nucléaire,  $\alpha$  l’épaisseur de la « peau » du noyau qui caractérise la vitesse à laquelle la densité diminue à l’approche de la surface du noyau.  $\omega$  caractérise une déviation de la forme sphérique qui est prise nulle dans le cas du Plomb. Dans le cas du noyau de  $^{208}\text{Pb}$ ,  $R = 6.62 \pm 0.06$  fm et  $\alpha = 0.546 \pm 0.010$  fm. La fonction de densité est normalisée de telle sorte que l’intégrale totale  $\int \rho(r) d^3r = A$ . Cette fonction de densité nucléaire est déterminée expérimentalement par diffusion électron–noyau à basse énergie.

Pour un paramètre d’impact déterminé, le nombre moyen de nucléons participant à la collision est défini comme étant le nombre de nucléons faisant partie de la zone de recouvrement des noyaux (FIGURE 2.18). Par analogie, nous pouvons introduire la notion de nucléon spectateur. La FIGURE 2.19 montre les distributions du paramètre d’impact  $b$  et du nombre de nucléons participant  $N_{\text{part}}$  en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$  TeV. Une corrélation entre ces deux quantités existe. Aux faibles valeurs de  $b$  correspondent les grandes valeurs de  $N_{\text{part}}$ . On parle généralement de classe de centralité correspondant aux  $X\%$  de collisions les plus centrales (pourcentages indiqués sur la FIGURE 2.19). Ces classes de centralité permettent de ranger les événements par lot ayant la même gamme de paramètres d’impacts et ainsi la même densité d’énergie produite lors de la collision.

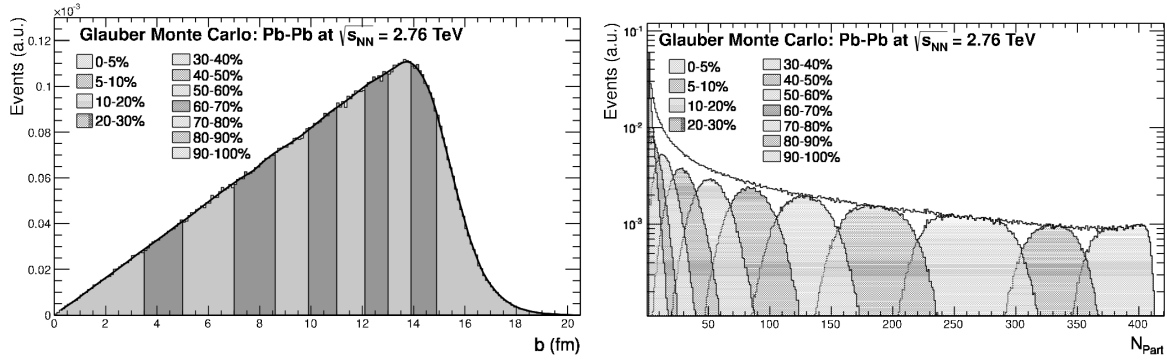


FIGURE 2.19 — Propriétés géométriques des collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV obtenues par un calcul Monte Carlo basé sur le modèle de Glauber. Distribution du paramètre d’impact  $b$  (gauche) et distribution du nombre de nucléons participant  $N_{part}$  (droite). Les tranches en centralité effectuées sur la distribution de  $b$  sont reportées sur la distribution de  $N_{part}$ . Figures extraites de [44].

**Détermination expérimentale** Expérimentalement, nous ne pouvons pas mesurer directement le paramètre d’impact  $b$  collision par collision ni même le nombre de nucléons participant à la collision. Néanmoins son évaluation est indispensable pour pouvoir classer les événements observés par tranche de centralité, nous permettant ainsi de mesurer une observable en fonction de la densité d’énergie du système. Un certain nombre d’observables de base dépendent directement du paramètre d’impact (ou de  $N_{part}$ ), comme le nombre de particules chargées produites par unité de rapidité, ou l’énergie des spectateurs.

Le détecteur VZERO est un très bon outil pour fournir une estimation de la centralité de la réaction. En effet, la somme des énergies déposées dans les deux disques du VZERO est proportionnelle au nombre de particules primaires générées par la collision et donc à la centralité de la réaction. La FIGURE 2.20 montre que la distribution de l’amplitude totale dans le VZERO mesurée en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV est correctement ajustée par un modèle de Glauber. L’écart entre le modèle et les données devient non négligeable pour les collisions les plus périphériques (voir encart FIGURE 2.20). Cette différence provient d’une part de la forte contribution d’interactions électromagnétiques et d’autre part d’une baisse de l’efficacité du détecteur VZERO pour les plus faibles multiplicités. Une légère déviation entre le modèle de Glauber et les données peut également être remarquée pour les collisions les plus centrales (grandes valeurs d’amplitude). Cette fin du spectre est dépendante des fluctuations et de la résolution du détecteur qui ne sont pas introduites dans le modèle de Glauber.

Le VZERO n’est pas le seul détecteur utilisé dans ALICE pour estimer la centralité. Sont également exploités, le nombre d’impacts dans la couche externe du SPD, le nombre de trajectoires reconstruites dans la TPC, ainsi que la corrélation des énergies mesurées dans le ZDC et le ZEM. En comparant les résultats de ces différentes méthodes, il est possible d’estimer la résolution de chacune d’elles en fonction de la centralité de la réaction (FIGURE 2.21). La résolution dépend de la couverture en rapidité du détecteur utilisé. La combinaison des VZERO-A et VZERO-C donne la meilleure résolution sur la détermination de la centralité, ceci grâce à sa très grande couverture en rapidité ( $\Delta\eta \sim 4.3$ ). La résolution



FIGURE 2.20 — Distribution de la somme des amplitudes du VZERO mesurée en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. La distribution est ajustée par un modèle Glauber, les classes en centralité sont indiquées. L’encart montre un agrandissement de la région correspondant aux collisions les plus périphériques.

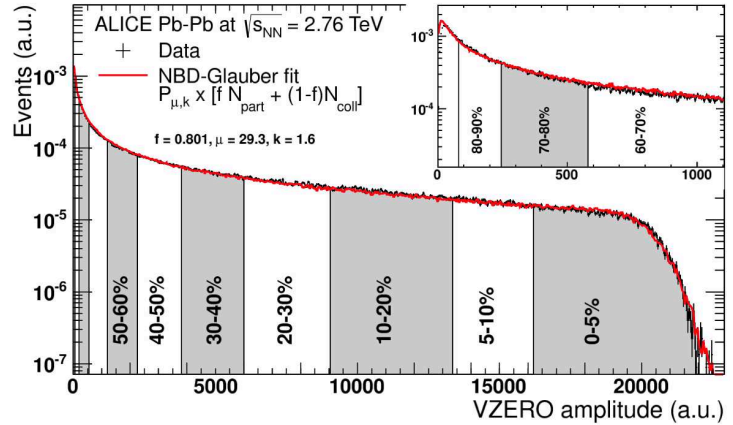
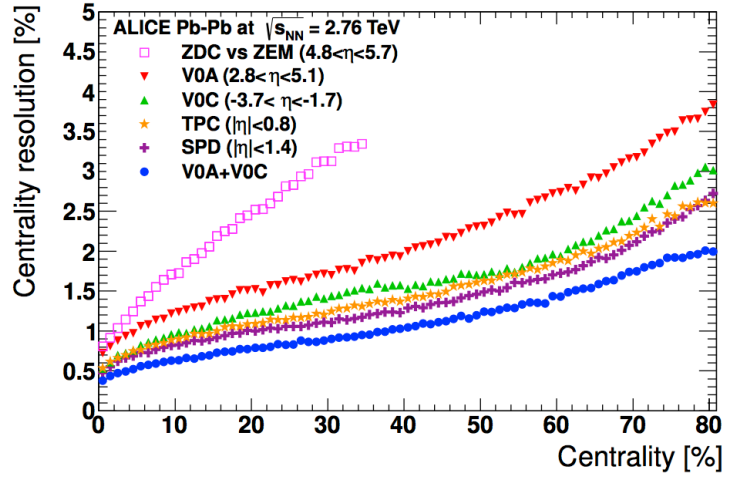


FIGURE 2.21 — Résolution sur la mesure de la centralité estimée par la TPC, le SPD, la combinaison ZDC/ZEM, le VZERO-A, le VZERO-C et la combinaison VZERO-A/VZERO-C.



en centralité est également fonction de la multiplicité de particules. Elle est ainsi meilleure pour les collisions centrales que pour les collisions périphériques. Dans le cas du VZERO, la résolution va de 0.5 % pour les collisions les plus centrales à 2 % pour les plus périphériques. Le VZERO est ainsi utilisé dans toutes les analyses en collisions Pb–Pb pour séparer les événements en classes de centralité.

### 2.7.2 Plan de réaction

Le plan de réaction est défini comme étant le plan passant par le centre des deux noyaux et parallèle à l’axe du faisceau (FIGURE 2.22). Grâce à sa granularité selon l’angle azimutal (8 secteurs de 45°, SECTION 2.2), le détecteur VZERO peut être utilisé pour déterminer expérimentalement le plan de réaction. La détermination expérimentale de ce plan de réaction est indispensable pour l’étude d’observables dépendant de l’angle azimutal de production des particules. L’écoulement est une de ces observables.

Une décomposition en série de Fourier de la densité de probabilité de production de

particules est utilisée pour la caractérisation de l'écoulement anisotrope [45].

$$\rho(\varphi - \Psi_{\text{RP}}) = \frac{1}{2\pi} \left( 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\varphi - \Psi_{\text{RP}})] \right), \quad (2.10)$$

où  $\varphi$  est l'angle azimutal de l'émission des particules,  $\Psi_{\text{RP}}$  le plan de réaction comme défini ci-dessus et  $v_n$  le  $n^{\text{ème}}$  harmonique de l'écoulement anisotrope. Expérimentalement, nous ne pouvons pas mesurer le vrai plan de réaction  $\Psi_{\text{RP}}$ . Il peut être remplacé dans l'Equation 2.10 par le « plan de l'événement »  $\Psi_n$  pouvant être mesuré par l'anisotropie de l'événement elle-même.

Afin d'extraire l'angle  $\Psi_n$ , il convient de reconstruire, événement par événement, les vecteurs d'écoulement  $\vec{q}_n$  du  $n^{\text{ème}}$  harmonique

$$\vec{q}_n = \begin{pmatrix} \sum_i \omega_i \cos(n\varphi_i) \\ \sum_i \omega_i \sin(n\varphi_i) \end{pmatrix} = q_n \begin{pmatrix} \cos(n\Psi_n) \\ \sin(n\Psi_n) \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

où l'indice  $i$  boucle sur les cellules du VZERO touchées dans l'événement considéré, et  $\omega_i$  est le nombre de particules ayant traversé la cellule correspondante. Le plan de l'événement observé pour le  $n^{\text{ème}}$  harmonique est alors donné par l'orientation du vecteur  $\vec{q}_n$

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan \left( \frac{q_n^y}{q_n^x} \right). \quad (2.12)$$

Les coefficients d'écoulement observés  $v_n^{\text{obs}}$  sont alors obtenus par l'analyse des corrélations entre le vecteur  $\vec{q}_n$  et l'angle azimutal des particules émises. Cette corrélation est calculée expérimentalement en moyennant, sur toutes les particules de tous les événements sélectionnés, le cosinus de l'angle azimutal entre la particule considérée et le plan de l'événement  $\Psi_n$

$$v_n^{\text{obs}} = \langle \cos[n(\varphi - \Psi_n)] \rangle. \quad (2.13)$$

Les coefficients d'écoulement observés  $v_n^{\text{obs}}$  ont une amplitude plus faible que les coefficients d'écoulement réels  $v_n$ , ceci dû au fait que la mesure du plan de l'événement  $\Psi_n$  diffère de la valeur du plan de réaction  $\Psi_{\text{RP}}$ . Néanmoins, les coefficients d'écoulement  $v_n$  peuvent être déduits des coefficients observés  $v_n^{\text{obs}}$  connaissant la résolution de la mesure du plan de l'événement  $\mathcal{R}_{\Psi_n}$ .  $\mathcal{R}_{\Psi_n}$  correspond à la précision qu'à la mesure de  $\Psi_n$  de reproduire l'orientation du plan de réaction  $\Psi_{\text{RP}}$

$$v_n = \frac{v_n^{\text{obs}}}{\mathcal{R}_{\Psi_n}}. \quad (2.14)$$

Cette résolution peut être extraite expérimentalement en utilisant une technique de corrélation de sous-événements [46]. Lorsque l'on dispose de trois sous-événements mesurés par trois détecteurs différents, la résolution de la mesure du plan de l'événement du détecteur A est donnée par

$$\mathcal{R}_{\Psi_n^A} = \left\langle \cos \left( n \cdot (\Psi_n^A - \Psi_{\text{RP}}) \right) \right\rangle \quad (2.15)$$

$$= \sqrt{\frac{\langle \cos(n \cdot (\Psi_n^A - \Psi_n^B)) \rangle \cdot \langle \cos(n \cdot (\Psi_n^A - \Psi_n^C)) \rangle}{\langle \cos(n \cdot (\Psi_n^B - \Psi_n^C)) \rangle}}, \quad (2.16)$$



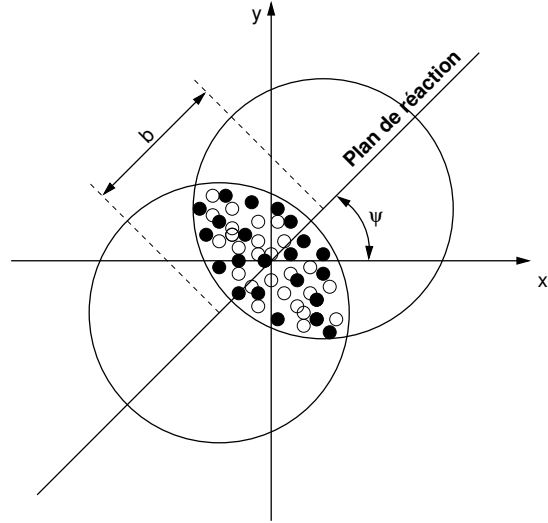


FIGURE 2.22 — Représentation schématique de la géométrie de collision entre deux noyaux illustrant le concept de plan de réaction.

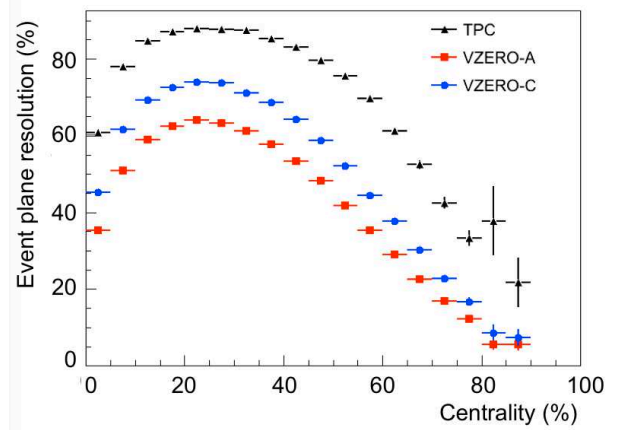


FIGURE 2.23 — Résolutions sur la mesure du plan de réaction au 2<sup>ème</sup> harmonique  $\mathcal{R}_{\Psi_2}$  pour le VZERO-A, le VZERO-C et la TPC en fonction de la centralité de la réaction.

où  $\Psi_n^{A,B,C}$  sont les plans d'événements mesurés par trois détecteurs différents. Les trois détecteurs utilisés ne doivent pas avoir de recouvrement. Ils doivent même avoir un gap en rapidité entre eux d'au moins une unité de rapidité, ceci pour éviter toute corrélation des sous-événements qui n'est pas due à des effets d'écoulement collectif.

Dans notre cas nous avons utilisé le VZERO-A, le VZERO-C et la TPC pour extraire les résolutions. Nous avons donc réduit l'acceptance étudiée de la TPC à  $|\eta| < 0.7$  afin de garder un gap d'une unité de rapidité avec la couronne la plus externe du VZERO-C (les couvertures des VZERO sont données par le TABLEAU 2.1).

Les résolutions sur la mesure du plan de réaction au 2<sup>ème</sup> harmonique pour le VZERO-A, le VZERO-C et la TPC ont la même forme en fonction de la centralité (FIGURE 2.23). La résolution du VZERO est plus faible que celle de la TPC, ceci dû à sa granularité moins fine. La détermination du plan de réaction est meilleure pour les collisions semi-centrales correspondant à la région en centralité où les effets d'écoulement sont les plus grands. Plus la zone de recouvrement des noyaux est isotrope, comme dans le cas des collisions centrales, plus la détermination du plan de réaction est délicate. A l'inverse, pour les collisions les plus périphériques, la perte de résolution est due à la plus faible multiplicité

des événements ne permettant pas une mesure précise du plan de réaction. Le VZERO a été utilisé pour mesurer le plan de réaction pour les analyses de l'écoulement des hadrons chargés dans la partie centrale [47], l'étude des corrélations azimutales dépendantes de la charge [48] et la mesure de l'écoulement du  $J/\psi$  dans le canal dimuon [29]. Pour cette dernière mesure, le VZERO-C étant dans l'acceptance du spectromètre à muons, seul le VZERO-A a été utilisé pour la détermination du plan de réaction. L'ensemble des performances du détecteur VZERO sont détaillées dans la référence [49].

## 2.8 Densité de particules chargées en collisions Pb–Pb

Le détecteur VZERO est sensible à toutes les particules chargées le traversant incluant les particules dites primaires produites par la collision et les particules dites secondaires provenant de l'interaction des particules primaires avec la matière environnant les détecteurs. La mesure de la densité de particules chargées produites en collisions Pb–Pb avec le détecteur VZERO nécessite donc de corriger les données brutes de la contribution des secondaires. Le nombre de secondaires est très important. Il est de l'ordre de celui des particules primaires pour le VZERO-A et atteint deux fois celui des primaires pour le VZERO-C. Cette différence s'explique par le fait que le VZERO-C est situé dans une zone entourée de matériaux denses, comme l'absorbeur hadronique et les services de l'ITS.

Due à cette forte contamination de particules secondaires, l'extraction de la densité de particules chargées primaires est très dépendante de la simulation Monte Carlo et de la description de l'appareillage et des services dans AliRoot, le progiciel de simulation de l'expérience ALICE. De fait, cette mesure souffre d'une très large incertitude systématique provenant des corrections.

Une technique d'analyse spécifique a été développée pour réduire cet effet. Lors de l'injection du faisceau dans le LHC, une partie des ions de plomb peuvent être capturés dans un paquet voisin du paquet principal visé [50]. Il en résulte que des paquets satellites au paquet principal voyagent dans le LHC. La radio fréquence de l'accélérateur étant de

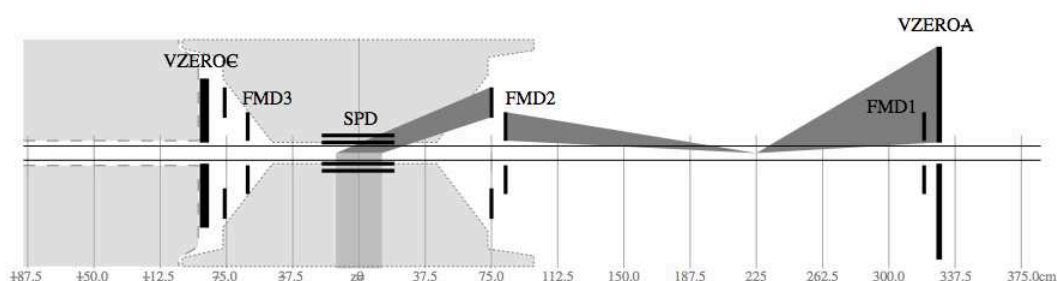
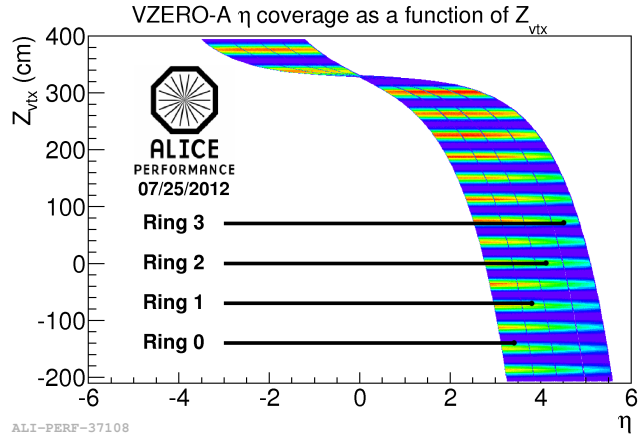


FIGURE 2.24 — Vue schématique d'une coupe de la partie centrale de l'expérience ALICE. La zone grisée claire représente la zone contenant beaucoup de matière. Les détecteurs VZERO, FMD et ITS sont représentés par les lignes noires. La position selon  $z$  des vertex satellites est représentée par les lignes verticales fines.

FIGURE 2.25 — Couverture en rapidité du VZERO-A en fonction de la position du vertex d'interaction selon l'axe  $z$ .



400 MHz, ces paquets satellites sont situés à un multiple de 2.5 ns du paquet principal. Le croisement d'un paquet principal d'un faisceau avec un paquet satellite de l'autre faisceau produit des interactions dites satellites avec un vertex d'interaction espacé d'un multiple de 37.5 cm par rapport à l'IP nominal (FIGURE 2.24). Ainsi, les particules primaires créées à ces IP satellites (en particulier ceux pour  $100 < z < 310$  cm) traversent une quantité limitée de matière, rendant la mesure de la multiplicité moins sujette aux erreurs systématiques. Un second avantage est que la couverture en rapidité du détecteur étant fonction du  $z$  de l'IP considéré, l'analyse de ces collisions satellites permet d'étendre très significativement la couverture en rapidité du détecteur (FIGURE 2.25). Le VZERO-C reste inutilisable pour cette analyse dû au fort encombrement dans cette zone. La couverture du VZERO-A est ainsi étendue à  $-3.5 < \eta < 5.5$  à comparer à sa couverture pour le point d'interaction nominal,  $2.8 < \eta < 5.1$ .

Le VZERO ne mesure pas directement une multiplicité de particules, mais une amplitude proportionnelle à celle-ci telle que  $A(z) = \alpha(z) \cdot N_{ch}(z)$ , où  $z$  est la position de l'IP considéré,  $A$  l'amplitude mesurée par un anneau du VZERO et  $N_{ch}$  le nombre de particules chargées primaires émises dans l'acceptance de cet anneau. Les différents facteurs  $\alpha$  doivent être obtenus par simulation. Afin de réduire davantage la dépendance aux simulations Monte Carlo, il a été décidé de normaliser les amplitudes mesurées en utilisant les IP où la couverture du VZERO intercepte celle du SPD ( $|\eta| < 2$ ) comme IP de référence. Ainsi la multiplicité de particules chargées primaires est donnée par

$$\frac{dN_{ch}^{VZERO}}{d\eta} [\eta(z)] = \frac{dN_{ch}^{SPD}}{d\eta} [\eta(z_r)] \frac{\alpha(z_r) \cdot A(z)}{\alpha(z) \cdot A(z_r)}, \quad (2.17)$$

où  $z_r$  est la position de l'IP pris comme référence,  $dN_{ch}^{SPD}/d\eta$  la densité de particules chargées mesurées par le SPD et  $\eta(z)$  la rapidité du VZERO à la position  $z$  pris pour faire la mesure (voir FIGURE 2.25).

La densité de particules chargées en fonction de la pseudo-rapacité peut alors être extraite (FIGURE 2.26). Les données représentées ici correspondent à la combinaison des mesures faites par les détecteurs SPD, FMD et VZERO. Le nombre total de particules chargées  $N_{ch}$  peut être extrait en intégrant cette distribution de  $-y_{beam}$  à  $+y_{beam}$  ( $y_{beam} = 7.99$

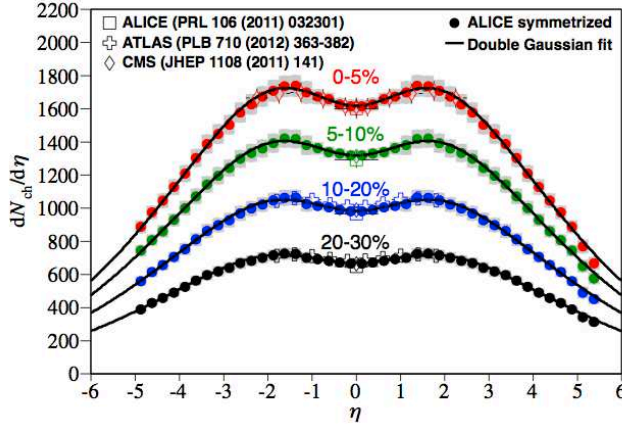


FIGURE 2.26 — Densité de particules chargées en fonction de la pseudo-rapidity mesurée pour quatre classes en centralité. Les points expérimentaux sont ajustés par une fonction du type

$$A_1 \exp \left[ -(\eta/\sigma_1)^2 \right] - A_2 \exp \left[ -(\eta/\sigma_2)^2 \right].$$

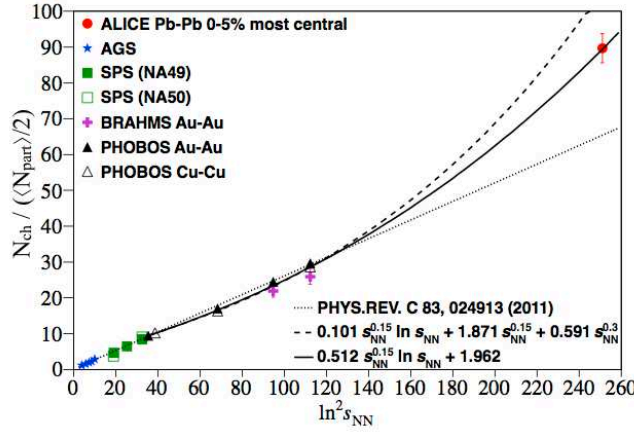


FIGURE 2.27 — Nombre total de particules chargées  $N_{ch}$  produites par paire de nucléons participants en fonction de  $\ln^2(s_{NN})$ .

pour  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV). Les mesures à l'AGS et à RHIC ont montré une dépendance linéaire en  $\ln^2(s_{NN})$  du nombre de particules chargées produites par paire de nucléons participants [51]. La mesure de l'expérience ALICE pour les événements les plus centraux montre que cette dépendance linéaire n'est pas valide à l'énergie du LHC, mais qu'elle est mieux décrite par une loi de puissance (FIGURE 2.27).

Toutes ces mesures font l'objet d'une partie de la thèse de doctorat de Maxime Guilbaud. Un article a été écrit et soumis pour publication [52].



# Le spectromètre à muons et son système d'alignement

---

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Le spectromètre à muons . . . . .</b>	<b>44</b>
<b>3.2</b>	<b>Le système de contrôle de la position des chambres de trajectographie . . .</b>	<b>46</b>
3.2.1	Performances requises . . . . .	47
3.2.2	Principe de la mesure . . . . .	48
3.2.3	Description du système GMS . . . . .	49
3.2.4	Le GMS en opération . . . . .	54

---

### 3.1 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons de l'expérience ALICE a été conçu et optimisé pour l'étude des quarkonia (familles du  $J/\psi$  et du  $\Upsilon$ ) dans leur canal de désintégration en dimuon et ce jusqu'à  $p_T = 0$  GeV/c. Le spectromètre à muons est installé aux petits angles, entre  $2^\circ$  et  $9^\circ$  ce qui correspond à une couverture en rapidité de  $2.5 < y < 4.0$ <sup>1</sup> (FIGURE 3.1).

**Système d'absorbeurs hadroniques** L'absorbeur hadronique sert de filtre à muons. Il est constitué de trois parties principales : l'absorbeur frontal, le blindage du tube faisceau et le mur de fer. La longueur totale de l'absorbeur frontal est de 4.1 m, ce qui correspond à environ 60 longueurs de radiations. Sa face avant se situe à une distance de 90 cm de l'IP (juste après le VZERO-C). Cet absorbeur est donc très efficace pour la sélection de muons et réduit également le flux de muons provenant de la décroissance de pions et kaons primaires. De nombreux matériaux composent l'absorbeur, carbone, béton, plomb, acier et tungstène. Leurs positions et épaisseurs ont été optimisées pour limiter le flux de photons et hadrons au niveau des premières chambres de trajectographie, de minimiser la rétrodiffusion de particules vers la TPC et d'optimiser les performances de trajectographie

<sup>1</sup>. Le système de coordonnées de l'expérience ALICE est tel que le spectromètre à muons se situe dans les coordonnées  $z < 0$ . De fait la couverture en rapidité dans le système de coordonnées ALICE est  $-4.0 < y < -2.5$ . Dans la suite du texte les deux notations (positive ou négative) seront utilisées indifféremment.

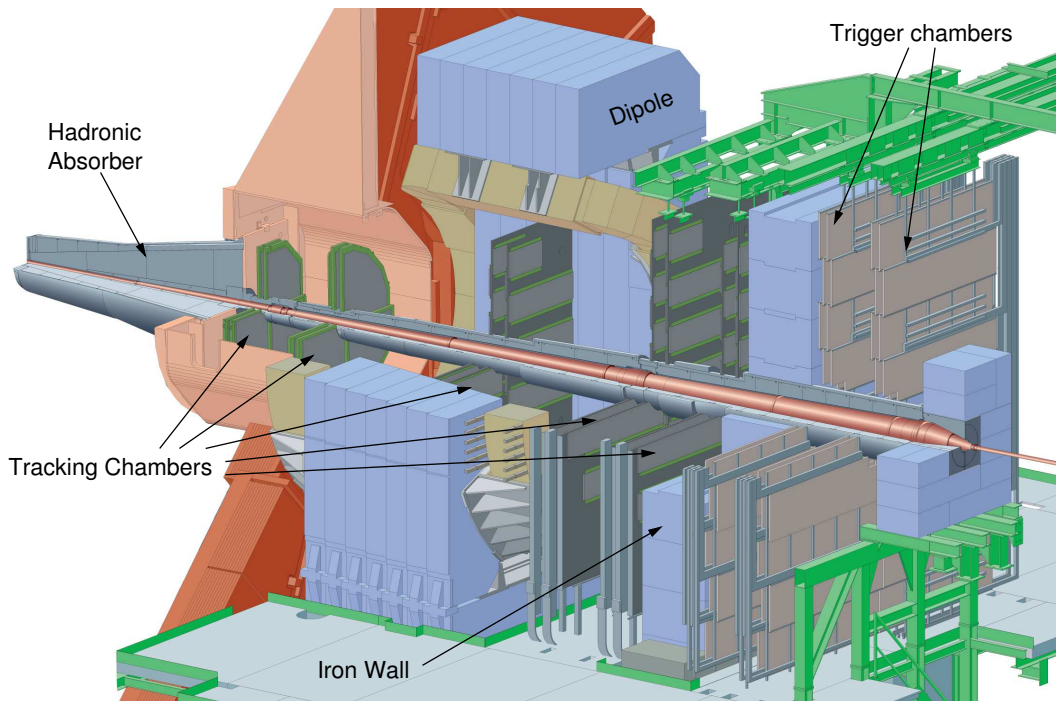


FIGURE 3.1 – Vue schématique du spectromètre à muons d'ALICE.



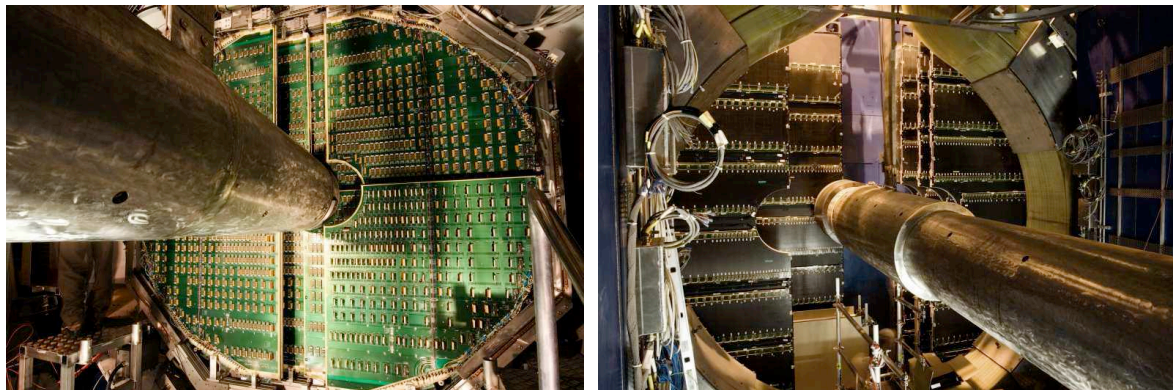


FIGURE 3.2 — Photos d’une chambre de la station 2 (gauche) et des chambres des stations 4 et 5 (droite), vues depuis le centre du dipôle.

du spectromètre. Le blindage autour du tube faisceau est présent sur toute la longueur du spectromètre. Son rôle est de protéger les chambres de trajectographie de particules secondaires produites à petits angles. Enfin, le mur de fer, d’une épaisseur de 1.2 m permet de supprimer les hadrons résiduels ayant réussi à traverser l’absorbeur frontal. Il sélectionne les muons d’impulsion supérieure à 4 GeV/c.

**Aimant dipolaire** Un aimant dipolaire placé à côté de l’aimant solénoïdal à environ 7 m du point d’interaction (FIGURE 3.1) permet de courber les trajectoires des muons dans le plan vertical. Il produit un champ de 0.67 T dans le plan horizontal sur une longueur d’environ 4.5 m (champ intégré  $\sim 3$  T.m).

**Chambres de trajectographie** Le système de trajectographie est composé de dix chambres distribuées deux par deux en cinq stations (FIGURE 3.1). Ce doublement des points de mesure permet une bonne efficacité de reconstruction. La mesure de l’impulsion des muons impose d’avoir deux points de mesure avant le dipôle et deux après. Ainsi deux stations sont placées avant l’aimant dipolaire et deux autres après, juste devant le mur de fer. Une cinquième station de trajectographie est placée au centre du dipôle. La technologie de chambres à fils à cathodes segmentées (Cathode Pad Chambers, CPC) a été choisie. Les deux plans de cathodes segmentées permettent une mesure du point de passage du muon en deux dimensions. La taille des cellules dépend de leur distance à l’axe du faisceau pour s’adapter à la densité d’impacts au  $\text{cm}^2$ . Trois zones de densité de particules différentes ont été définies. La taille des segments varie de quelques dizaines à quelques centaines de  $\text{mm}^2$  en fonction de la densité d’impacts.

Deux conceptions différentes de chambres ont été développées. Les plans de détection des deux premières stations sont couverts par l’assemblage de quatre quarts de chambres (FIGURE 3.2-gauche). Pour les stations 3 à 5, les plans de détection ont une surface plus importante (30  $\text{m}^2$  pour la dernière station), et sont couverts par une superposition de lattes accrochées à un plan support. Afin de ne pas avoir de zone morte, les lattes sont



positionnées sur les deux faces du plan support en quinconce (FIGURE 3.2-droite). Pour minimiser les effets de diffusion multiple et perte d'énergie, l'épaisseur et les matériaux des chambres et de leurs supports ont été optimisés. Chaque chambre représente une longueur de radiation de l'ordre de 2 % de  $X_0$ . La résolution spatiale des chambres est de l'ordre de 70  $\mu\text{m}$ . Une électronique rapide permet la mesure des charges déposées dans le détecteur pour environ un million de voies à un taux de comptage maximal de 1 kHz.

**Chambres de déclenchement** Les petites sections efficaces de production de quarkonia, liées aux faibles rapports d'embranchement dans le canal muon, imposent une lecture des chambres de trajectographie déclenchée par un système spécifique. Les détecteurs utilisés sont des chambres à plaques résistives (Resistive Plate Chambers, RPC). Quatre plans de RPC regroupés en deux stations sont situés à une distance de 16 et 17 m de l'IP, après le mur de fer (FIGURE 3.1). Ce dernier protège les RPC en arrêtant les hadrons ayant pu traverser l'absorbeur frontal. Seuls les muons d'une impulsion supérieure à 4 GeV/c peuvent atteindre les chambres de déclenchement. Grâce à un temps de réponse rapide, le système de déclenchement muon fournit un signal au niveau LO au CTP, permettant d'enrichir les données collectées d'événements contenant au moins un muon. La coïncidence entre les deux plans de détection permet une évaluation de l'impulsion transverse du (des) muon(s) détecté(s). Deux coupures programmables en  $p_T$  sont ainsi possibles (entre 1 et 4.2 GeV/c), auxquelles s'ajoute la coupure naturelle du spectromètre correspondant à  $p_T \gtrsim 0.5$  GeV/c, donnant ainsi un troisième niveau de coupure en  $p_T$ . Cette sélection en impulsion transverse permet de diminuer la contribution provenant de muons de bas  $p_T$  de décroissance de  $\pi/K$ . Finalement, le système de déclenchement peut évaluer le signe des muons détectés et ainsi fournir des signaux de déclenchement correspondant à la détection de paires de muons de signes opposés (ou de même signe).

### 3.2 Le système de contrôle de la position des chambres de trajectographie

La résolution en masse du spectromètre à muons est de l'ordre de 1 %. Cette résolution en masse est nécessaire pour l'étude des quarkonia et principalement pour l'étude de la famille des bottomonia pour laquelle une résolution de l'ordre de 100 MeV/ $c^2$  est indispensable à la séparation des trois résonances  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ . Le système de contrôle de la position des chambres de trajectographie (Geometry Monitoring System, GMS) a été installé pour améliorer la connaissance au cours du temps des positions des chambres de trajectographie et ainsi réduire l'impact dû à un mauvais alignement du spectromètre sur la résolution en masse.

Le GMS a été développé en collaboration avec le laboratoire ASNL de Yerevan (Arménie). Cette collaboration a été soutenue par le CNRS dans le cadre de contrats PICS et est actuellement soutenue par le CNRS et l'académie des Sciences Arménienne via un accord bilatéral de coopération scientifique.

### 3.2.1 Performances requises

La résolution en masse du spectromètre est principalement dominée par les effets induits par la présence de l'absorbeur frontal et la résolution spatiale des chambres de trajectographie. La contribution de l'absorbeur se décompose en une partie provenant de la diffusion multiple comptant pour  $\sigma_M \simeq 45 \text{ MeV}/c^2$  et une partie des fluctuations de perte d'énergie pour  $\sigma_M \simeq 48 \text{ MeV}/c^2$ . La résolution spatiale des chambres de trajectographie est de l'ordre de  $100 \text{ } \mu\text{m}$ , représentant ainsi une contribution de l'ordre de  $60 \text{ MeV}/c^2$  à la résolution en masse. Toutes ces contributions conduisent à une résolution en masse de l'ordre de  $90 \text{ MeV}/c^2$ . Afin de rester en dessous des  $100 \text{ MeV}/c^2$  requis, nous voyons que la part incombant à un mauvais alignement des chambres de trajectographie doit être en deçà de  $50 \text{ MeV}/c^2$ .

Comme nous l'avons vu à la section précédente, le spectromètre à muons couvre les petits angles ( $2^\circ < \theta < 9^\circ$ ). Dans l'approximation des petits angles, la masse invariante dimuon  $M_{\mu\mu}$  se réduit à

$$M_{\mu\mu} = \sqrt{p_1 p_2 \theta_{\mu\mu}^2}, \quad (3.1)$$

où  $p_1$  et  $p_2$  sont les impulsions des muons et  $\theta_{\mu\mu}$  l'angle d'ouverture entre les deux muons. Nous en déduisons que la résolution en masse invariante peut s'exprimer par

$$\frac{\sigma_{M_{\mu\mu}}}{M_{\mu\mu}} = \sqrt{\left[\frac{\sigma_{p_1}}{2p_1}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_{p_2}}{2p_2}\right]^2 + \frac{\text{cov}(p_1, p_2)}{2p_1 p_2} + \left[\frac{\sqrt{p_1 p_2}}{M_{\mu\mu}} \sigma_{\theta_{\mu\mu}}\right]^2}. \quad (3.2)$$

L'alignement des chambres de trajectographie va influencer la résolution en masse suivant deux effets différents. Premièrement, un mauvais positionnement relatif des chambres va changer la courbure de la trajectoire, donc son sagitta, directement corrélé à l'impulsion du muon. Ceci va dégrader la résolution en masse via les termes en  $\sigma_p/p$ . Deuxièmement, un mauvais positionnement global du spectromètre va changer l'orientation des muons et donc influencer la résolution en masse par le terme en  $\sigma_{\mu\mu}$ . Néanmoins, les deux muons devant être affectés de la même manière cet effet est négligeable. En utilisant le fait que le sagitta est inversement proportionnel à l'impulsion du muon, l'Equation 3.2 peut se réécrire comme

$$\frac{\sigma_{M_{\mu\mu}}}{M_{\mu\mu}} \simeq \sqrt{\left[\frac{\sigma_{s_1}}{2s_1}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_{s_2}}{2s_2}\right]^2 + \frac{\text{cov}(s_1, s_2)}{2s_1 s_2}}. \quad (3.3)$$

Les deux muons ont des courbures opposées dans le spectromètre. Un mauvais alignement a pour effet d'augmenter l'impulsion mesurée de l'un des muons et de réduire celle de l'autre muon. En simulation nous avons montré que  $\sigma_{s_1}^2 \simeq \sigma_{s_2}^2 \simeq -\text{cov}(s_1, s_2)$ . Dans ce cas, nous voyons qu'il existe deux cas extrêmes ; (i) soit les deux muons ont des impulsions du même ordre de grandeur et dans ce cas l'influence sur la résolution en masse d'un mauvais alignement est négligeable ; (ii) soit les deux muons ont des impulsions très différentes et la résolution en masse se réduit à  $\sigma_s/2s$  où  $s$  est le sagitta du muon de plus forte impulsion. Des muons d'impulsion de l'ordre de  $100 \text{ GeV}/c$  ont un sagitta de l'ordre de  $7 \text{ mm}$ . Nous voyons donc que la résolution sur la position des

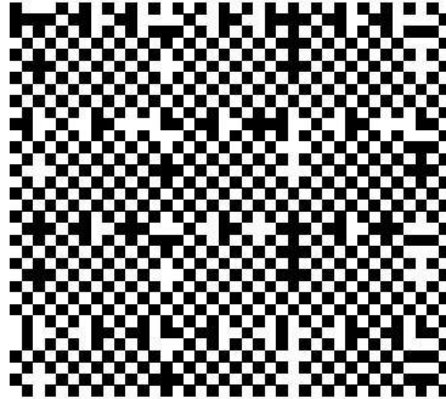
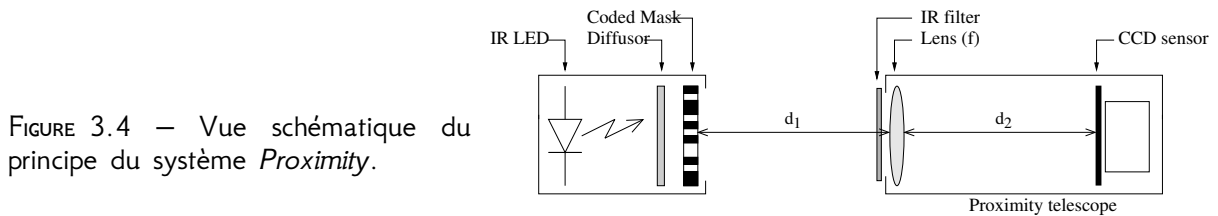


FIGURE 3.3 — Image d'un masque codé.

FIGURE 3.4 — Vue schématique du principe du système *Proximity*.

chambres de trajectographie doit être de l'ordre de  $70 \mu\text{m}$  au maximum, ce qui est le cahier des charges du GMS.

### 3.2.2 Principe de la mesure

La position des chambres de trajectographie est déterminée grâce à un réseau de senseurs optiques quadrillant l'ensemble du spectromètre à muons. Le GMS utilise le système RasNiK [53], développé à NIKHEF pour l'expérience L3 et utilisé par l'expérience ATLAS pour contrôler la position des chambres à muons. Il s'agit d'un système optique simple où l'image d'un masque codé (FIGURE 3.3) est faite sur un senseur optique (caméra CCD) via une lentille convergente. Tout déplacement d'un élément optique dans le plan perpendiculaire à l'axe optique induit un déplacement de l'image sur la CCD. Un mouvement selon l'axe optique induit un changement de grossissement mesurable via la mesure de la taille des carrés constituant le code.

De ce principe de base, deux systèmes ont été développés par la collaboration ATLAS, le *Proximity* et le *BCAM*. Le *Proximity* diffère du RasNiK par le fait que la lentille et la caméra CCD sont dans un même objet appelé télescope (FIGURE 3.4). La distance  $d_2$  entre la lentille et la CCD est de l'ordre de 15 cm, les performances du système étant les meilleures lorsque le grossissement est proche de l'unité. Cela impose une distance entre le code et le télescope du même ordre de grandeur. Ce système est donc adapté pour mesurer les déplacements relatifs de deux objets proches l'un de l'autre. Dans notre cas, le *Proximity* est utilisé pour le contrôle des positions relatives de deux chambres d'une même station.

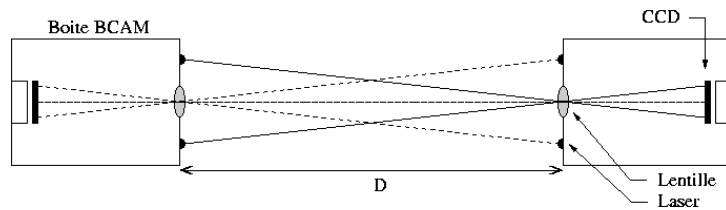


FIGURE 3.5 — Vue schématique du principe du système *BCAM*.

Le système *BCAM* diffère par l'objet lumineux utilisé. Le masque codé est alors remplacé par deux sources lumineuses ponctuelles (FIGURE 3.5). Une boîte *BCAM* contient deux sources lumineuses vues par la boîte opposée ainsi qu'une lentille et un CCD permettant de faire l'image des sources de la boîte opposée. Puisque la CCD regarde des objets ponctuels, il n'est plus nécessaire d'avoir une focale et une distance entre les boîtes bien ajustée. Ce système est alors d'utilisation et de mise en œuvre beaucoup plus simples et surtout permet de contrôler les déplacements relatifs d'objets pouvant être très loin l'un de l'autre. Dans notre cas, nous utilisons ce système pour lier les différentes stations entre elles, mais aussi pour contrôler la planéarité des plans des chambres et lier le spectromètre aux murs de la caverne pour avoir une mesure absolue des positions des chambres.

### 3.2.3 Description du système GMS

#### 3.2.3.1 Le dispositif expérimental

Le nombre, la position et le type des différentes lignes optiques ont été optimisés par simulation [54] (FIGURE 3.6). Le système est divisé en trois sous parties indépendantes les unes des autres : (i) la partie longitudinale reliant les chambres les unes aux autres (Longitudinal Monitoring System, LMS); (ii) la partie permettant le contrôle de la planéarité des plans de détection (Transverse Monitoring System, TMS); (iii) et finalement la partie reliant le spectromètre aux murs de la caverne pour déterminer les mouvements d'ensemble des chambres (External Monitoring System, EMS). L'ensemble des éléments optiques sont installés sur des plate-formes fixées aux supports des chambres de trajectographie. Pour les stations 1 et 2, nous avons quatre plate-formes par plan de détection, chacune étant placée à  $\pm 45^\circ$  de l'horizontal (FIGURE 3.7-gauche). Pour les stations 3 à 5, une plate-forme est fixée à chaque coin des plans supports (FIGURE 3.7-droite). La FIGURE 3.8 montre des photographies des deux types de plate-formes (pour les stations 1 et 2 à gauche, et les stations 3 à 5 à droite).

Finalement quatre plate-formes sont fixées aux murs de la caverne (deux sur chaque côté de la caverne) en regard de la chambre 9 du spectromètre à muons.

**Longitudinal Monitoring System** Le LMS utilise les deux systèmes *Proximity* et *BCAM*. Les *Proximity*, étant bien adaptés aux petites distances, sont utilisés entre deux chambres d'une même station. Deux *Proximity* par plate-forme sont utilisés pour les chambres des stations 1 et 2 et un seul par plate-forme pour les chambres des stations 3 à 5. Ceci assure donc huit lignes optiques entre deux chambres de la même station. Les *BCAM*

sont utilisés pour relier les stations deux à deux. Comme dans le cas des *Proximity*, huit lignes optiques relient deux stations.

**Transverse Monitoring System** Le TMS n'utilise que le système *BCAM*. La FIGURE 3.7 montre d'un point de vue schématique la disposition des lignes optiques pour les deux types de chambres. La FIGURE 3.9-gauche montre une photographie de la station 2 équipée de quatre plate-formes. Pour les chambres des stations 3 à 5, nous avons introduit ce que nous appelons des diodes laser bidirectionnelles (FIGURE 3.9-droite). Il s'agit en fait de deux couples de diodes laser positionnés de part et d'autre d'un circuit PCB, fixé au support carbone des plans de détections. Ces diodes bi-directionnelles permettent la mesure de l'élévation par rapport au plan de la chambre, et permettent ainsi une meilleure détermination de la forme du plan.

**External Monitoring System** Le EMS relie la chambre 9 aux murs de la caverne distante de plusieurs mètres. Seul le système *BCAM* est utilisé. Deux plate-formes par côté sont installées sur les murs de la caverne, l'une au niveau du pied de la chambre et l'autre au niveau du haut de celle-ci. Un système de quatre lignes optiques par côté relie la chambre 9 aux murs (FIGURE 3.6).

Pour ces trois sous-systèmes, le nombre et la disposition des lignes optiques ont été choisis de telle sorte que le système soit sur-contraint. La perte de quelques lignes optiques par sous-systèmes a alors une influence minime sur les performances du GMS.

### 3.2.3.2 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition a été développé par la collaboration ATLAS [55]. Chaque élément optique est connecté à des drivers via un système de multiplexeurs. Les multiplexeurs sont positionnés sur les chambres au plus proche des éléments optiques. Chaque multiplexeur accepte au plus la connexion de dix éléments optiques. Les drivers sont installés dans la salle de comptage CR4 d'ALICE. Chaque driver accepte au plus la connexion de huit multiplexeurs. Toutes les connexions utilisent des câbles de type RJ45. Huit drivers sont utilisés pour l'ensemble du GMS, deux pour les stations 1 et 2 et 6 pour les stations 3 à 5. Un CPU maître coordonne les prises d'images de chaque élément optique, envoyant des commandes de façon séquentielle à chaque élément optique afin d'activer les éléments lumineux et d'allumer les caméras correspondantes avec un temps d'exposition pré-déterminé. Les images ainsi acquises sont transmises en retour au CPU maître pour analyse en temps réel et stockage des résultats sur disque. Dans le cas d'une image d'un *Proximity*, les informations stockées sont : la coordonnée du point du masque vu par le centre de la caméra, l'angle entre les lignes du masque et les lignes de pixels de la caméra et le grossissement de l'image. Pour une image de type *BCAM*, les informations stockées sont les coordonnées  $x$  et  $y$  de chacun des points lumineux sur la matrice de pixels de la caméra. L'ensemble du système d'acquisition est interfacé avec le système de contrôle DCS de l'expérience ALICE, offrant ainsi une interface utilisateur graphique permettant le

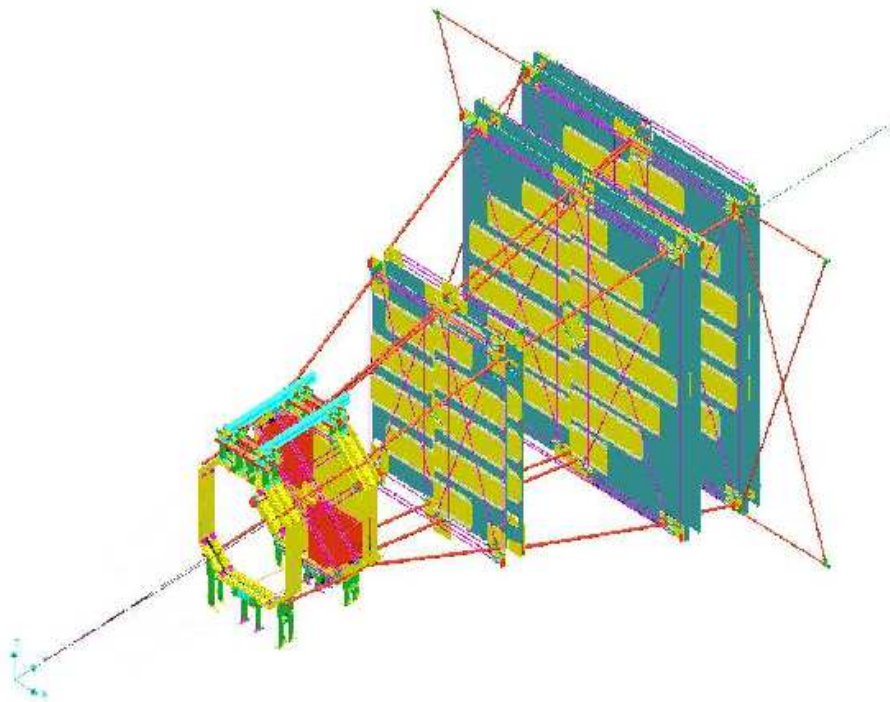


FIGURE 3.6 — Vue en trois dimensions du système GMS montrant l'implémentation des lignes optiques (lignes rouges).

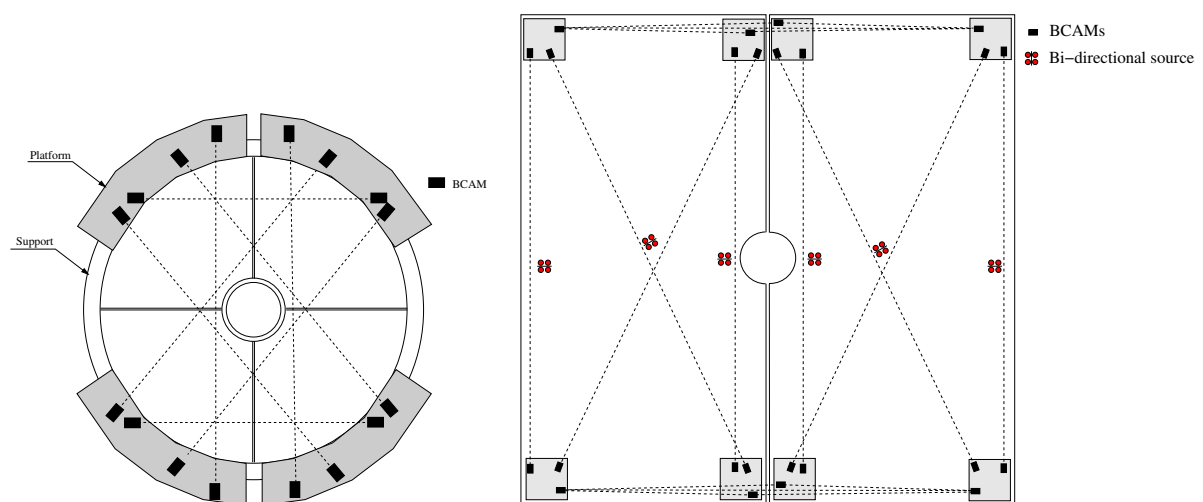


FIGURE 3.7 — Vue schématique de l'implémentation du système TMS permettant le contrôle de la planéarité des chambres des stations 1 et 2 (gauche) et des stations 3 à 5 (droite).



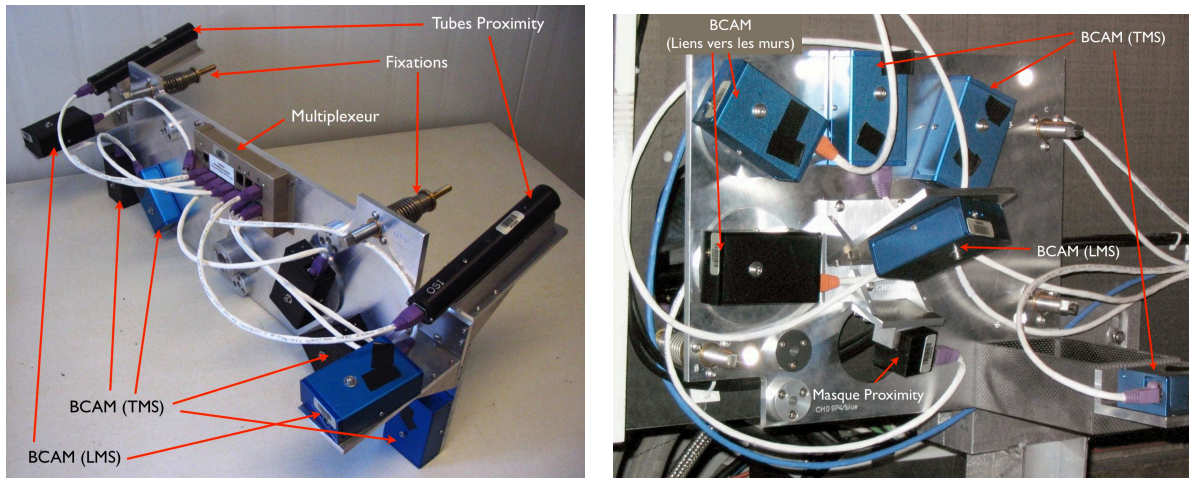


FIGURE 3.8 — Photographies d’une plate-forme des stations 1 et 2 (gauche) et d’une plate-forme installée sur la chambre 9 (droite).

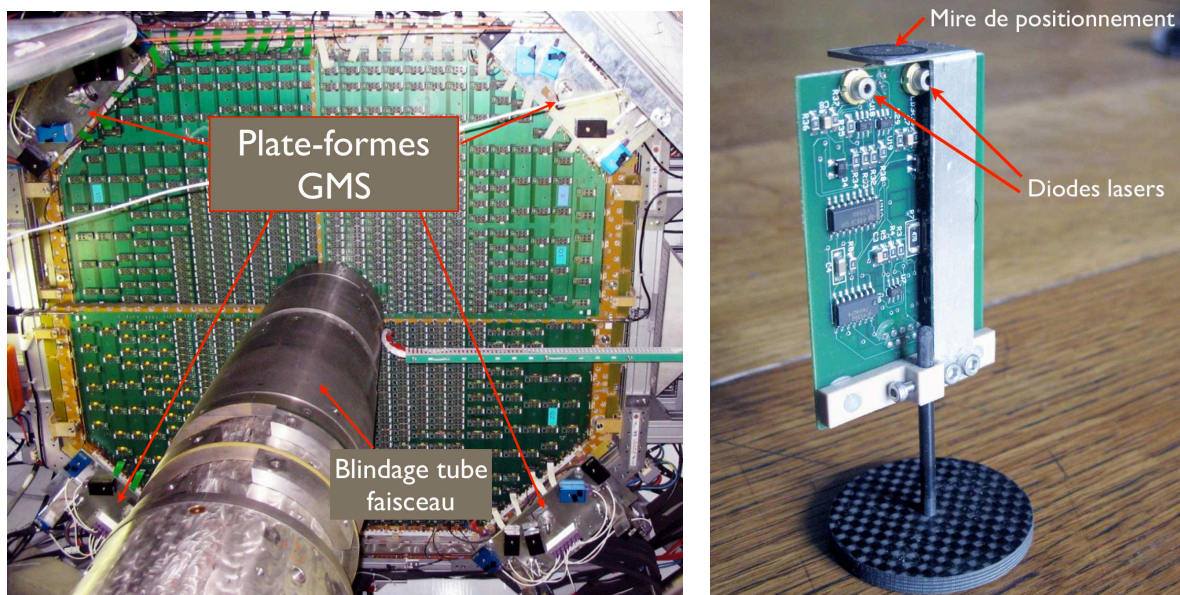


FIGURE 3.9 — Photographies d’une chambre de la station 2 équipée de quatre plate-forme GMS (gauche) et d’un système de diodes bidirectionnelles installé sur les plans des chambres des stations 3 à 5 (droite).





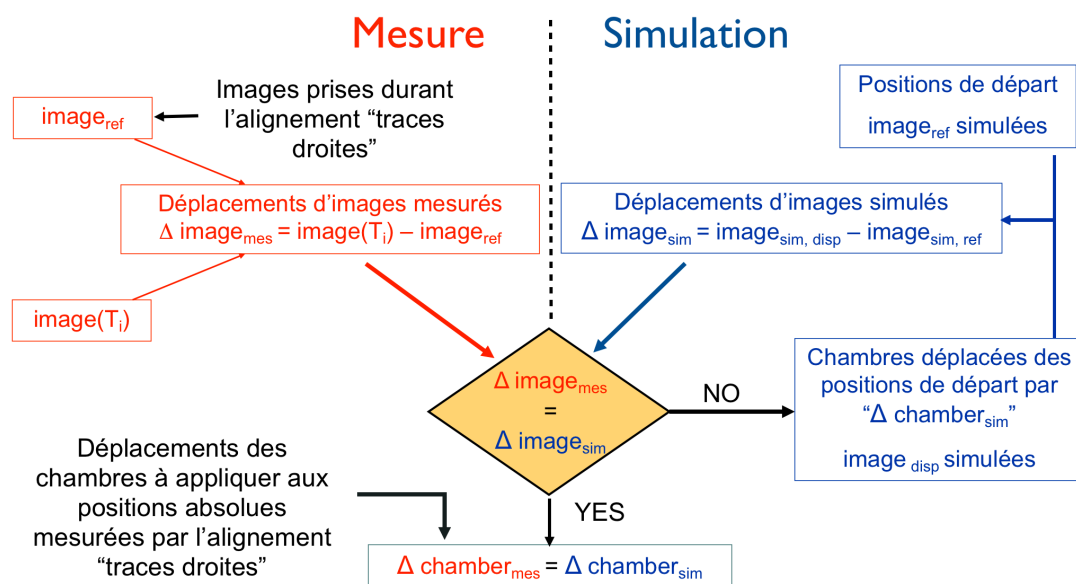


FIGURE 3.11 – Schéma de principe du programme de reconstruction du GMS.

acements de chambres  $\Delta\text{chamber}_{\text{sim}}$  utilisés pour la simulation sont alors déclarés être les déplacements de chambres que nous cherchions à mesurer  $\Delta\text{chamber}_{\text{mes}}$ .

Les matrices de déplacements correspondantes sont alors appliquées aux positions absolues mesurées lors de l'alignement « traces droites » pour fournir les nouvelles positions absolues des chambres.

### 3.2.4 Le GMS en opération

**Etude de l'évolution temporelle** L'ensemble des éléments optiques quadrillant le spectromètre à muons produit 400 images par cycle. L'acquisition et l'analyse de l'ensemble des images sont effectuées en environ 6 minutes. Les déplacements des chambres étant des variations lentes, ce long temps de mesure n'influe pas sur la qualité de la reconstruction et la performance du système. Le système GMS a une très bonne efficacité opérationnelle. La FIGURE 3.12 montre la mesure effectuée pour deux lignes optiques particulières (une de type *BCAM* et l'autre de type *Proximity*) durant la prise de données p-Pb de janvier/février 2013. L'évolution des déviations mesurées par les lignes optiques est mis en corrélation avec les évolutions (deux schémas du haut) des courants électriques circulant dans les deux aimants de l'expérience ALICE. Le GMS fut opérationnel sur toute la durée de la prise de données.

Chaque image de type *BCAM* donne quatre mesures, les positions  $x$  et  $y$  de l'image des deux diodes laser sur la CCD. Sur la FIGURE 3.12, seuls les résultats d'une des deux diodes sont représentés, la seconde suit la même évolution. Dans le cas des mesures de type *Proximity*, chaque image donne accès à cinq mesures : les coordonnées  $(x, y)$  du

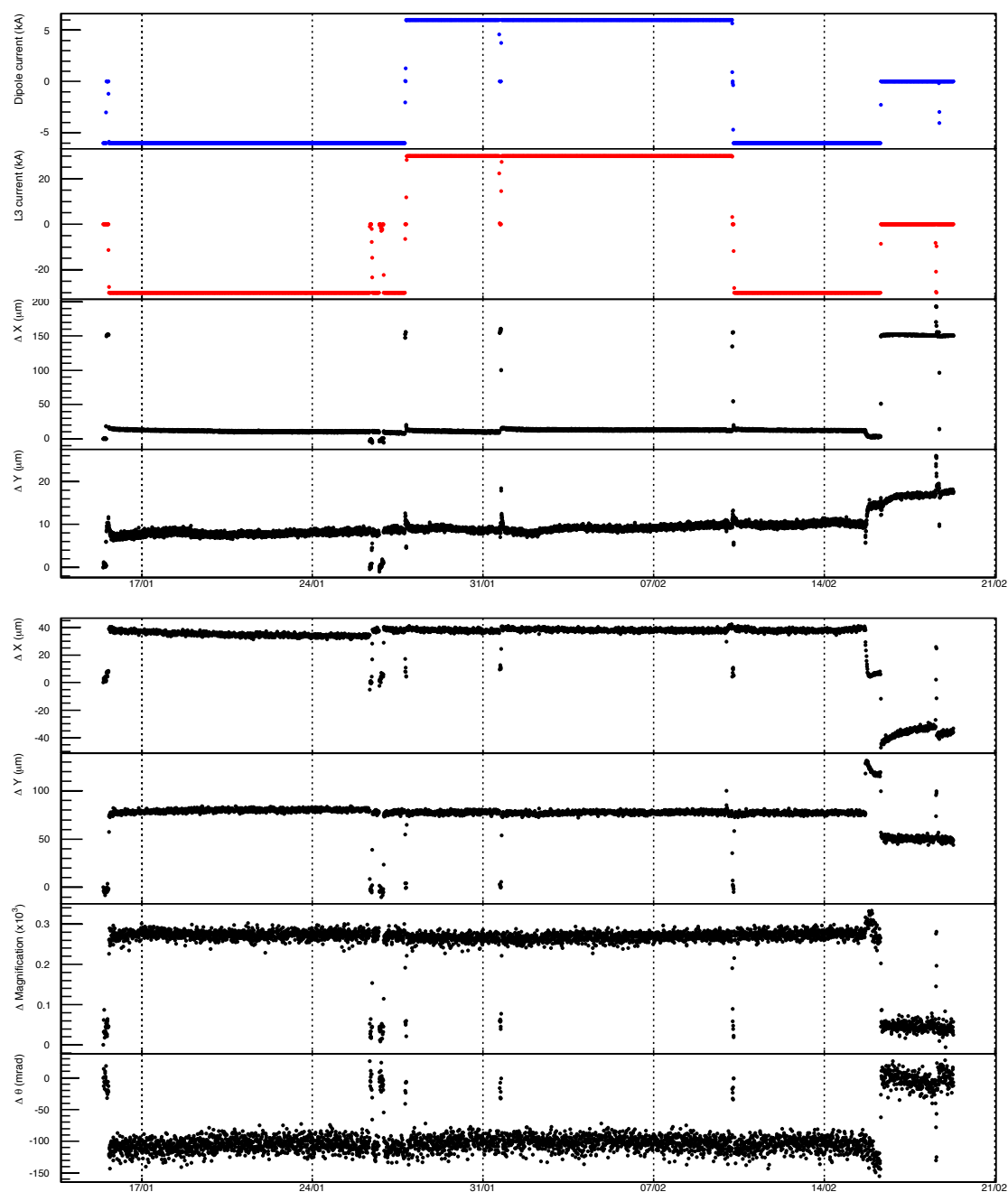


FIGURE 3.12 — Evolution en fonction du temps pour toutes les périodes de prise de données p—Pb de janvier/février 2013 (de haut en bas) des courants dans l'aimant dipolaire et de l'aimant solénoïdale, déviations en  $x$  et  $y$  d'une mesure *BCAM*, déviations en  $x$  et  $y$ , grossissement et angle de rotation d'une mesure *Proximity*.

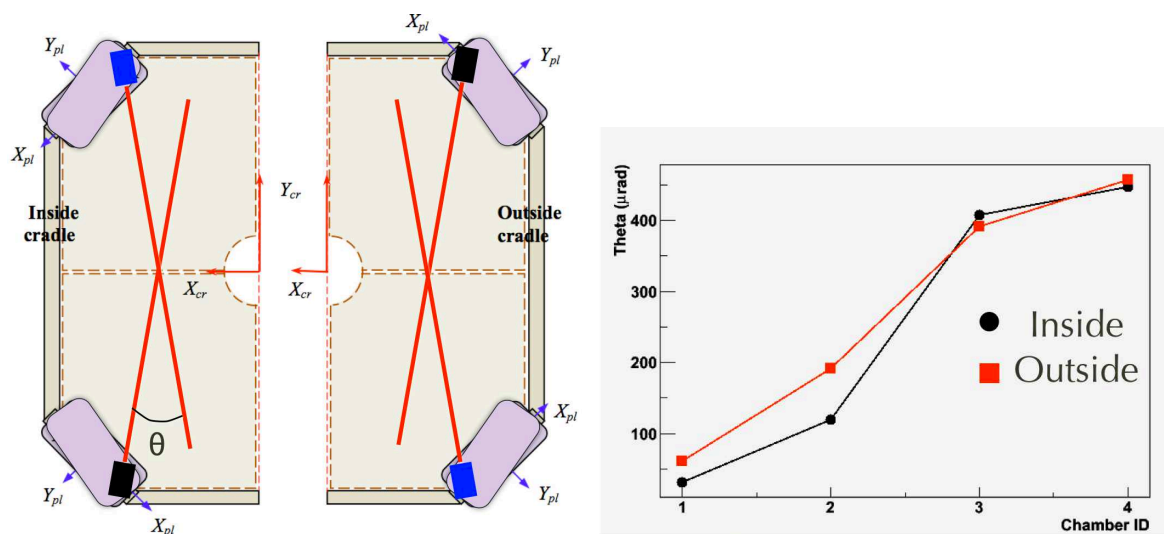


FIGURE 3.13 — Vue schématique de l'effet d'une déformation des support des chambres 1 à 4 (gauche), mesure de l'angle entre les axes optiques des lignes verticales en fonction de la chambre considérée (droite).

point du masque vu par le centre de la CCD, les grossissements selon les axes  $x$  et  $y$  de la CCD (seul le grossissement selon un axe est représenté par la FIGURE 3.12) et l'angle entre les horizontales du masque et de la CCD. Nous pouvons voir de cette figure que les déviations sont fortement corrélées aux courants électriques circulant dans les aimants donc aux champs magnétiques. Les déviations pour les coordonnées  $(x,y)$  des diodes (pour les *BCAM*) ou du point du masque (pour les *Proximity*) sont de l'ordre de quelques dizaines de microns. Dans le cas du *Proximity*, nous avons accès en plus à la mesure du grossissement qui est relié à la distance entre le masque et la CCD. Pour cette mesure les déviations sont de l'ordre de quelques  $10^{-4}$ . Nous remarquons également que les déplacements mesurés dépendent de l'amplitude du champ magnétique mais pas ou peu de la polarisation du champ.

De ces évolutions des mesures des éléments optiques, nous pouvons extraire les résolutions de mesure intrinsèque pour chaque quantité. Pour les mesures de type *BCAM*, les résolutions sur la position des diodes lasers sur la CCD sont de l'ordre de  $0.1 \mu\text{m}$ , variant d'un élément optique à l'autre en fonction de leur environnement. Cette résolution de position sur la CCD se traduit par une résolution de pointage de l'ordre de  $7.10^{-5}$  rad (la distance CCD–lentille est de 75 mm). Pour les *Proximity*, la résolution de mesure des coordonnées  $(x,y)$  du point du masque vu par le centre de la CCD est de l'ordre de  $0.5 \mu\text{m}$ . Contrairement au *BCAM*, cette résolution correspond directement à la mesure de la position du masque, donc de la chambre sur laquelle il est installé. Les résolutions sur le grossissement sont de l'ordre de quelques  $10^{-5}$  et sur l'angle masque–CCD de l'ordre de quelques mrad.

**Mesure de déformation** Les systèmes TMS de chacune des chambres permettent d'étudier leurs déformations. Dans le cas des chambres des stations 1 et 2, nous avons pu mettre en évidence la déformation du support des chambres sous forme de quadrants. Ce support a la forme d'un fer à cheval (nommé « craddle » sur la FIGURE 3.13-gauche). Les chambres sont fixées à ce support par trois points sur leur périphérie externe et sont laissées libres proche du tube faisceau. Une déformation du support (ouverture ou fermeture du fer à cheval) induit donc un mouvement dans le plan des quadrants les uns par rapport aux autres. Ce mouvement a pu être mis en évidence par la mesure du changement, avec ou sans champ magnétique, de l'angle entre les axes des lignes optiques verticales. Les résultats montrés par la FIGURE 3.13-droite indique que lorsque les champs magnétiques sont allumés, les supports en fer à cheval se déforment. La déformation augmente en allant des chambres les plus petites vers les plus grandes. Cette déformation des chambres 1 à 4 est induite par une déformation du « Front Absorber Support System » (FASS) (support rose entourant les quatre premières chambres sur la FIGURE 3.1), elle-même induite par un mouvement de l'absorbeur frontal.

**Mesure de déplacement** Les déplacements des chambres de trajectographie sont dus à plusieurs facteurs mais seulement deux sont dominants. Le premier est le champ magnétique. Il est la cause d'un déplacement brusque des chambres lorsque l'on passe d'une situation sans champ magnétique à une situation avec champ magnétique. Comme nous le verrons par la suite, les périodes sans champ magnétique sont importantes pour la mesure précise des positions des différents détecteurs en utilisant les trajectoires rectilignes des particules. La FIGURE 3.14-gauche montre les déplacements de la chambre 6-outside dans la direction  $y$  (verticale) au cours du temps obtenus par le biais du programme de reconstruction décrit à la SECTION 3.2.3.3. Durant ce laps de temps, les champs magnétiques des aimants solénoïdal (L3) et dipolaire ont été allumés et éteints à plusieurs reprises. Nous pouvons voir pour cette chambre en particulier un mouvement reproductible de l'ordre de 100–200  $\mu\text{m}$ . Durant ce test, la polarité des champs magnétiques a toujours été négative. La FIGURE 3.14-droite montre le même paramètre de déplacement (déplacements de la chambre 6-outside dans la direction  $y$ ) dans le cas d'une inversion de polarité des champs magnétiques. Nous remarquons ici que la polarité des champs magnétiques n'influence pas ou peu la position des chambres de trajectographie.

La température de l'air ambiant est le second facteur extérieur ayant une importance pour les déplacements des chambres. La température de la caverne est régulée à environ 21°C. Néanmoins des variations de l'ordre de quelques dixièmes de degré sont présents dues à un effet « jour/nuit ». La FIGURE 3.15 montre les déplacements de la chambre 6-outside dans la direction  $y$  en fonction du temps. Nous observons ici clairement un déplacement de la chambre corrélé à la température dans la caverne. Ces déplacements contrairement à ceux dus aux changements de champ magnétique sont des variations lentes qui n'influencent pas les performances du système de trajectographie sur la durée d'un « run » d'une durée de l'ordre de l'heure.

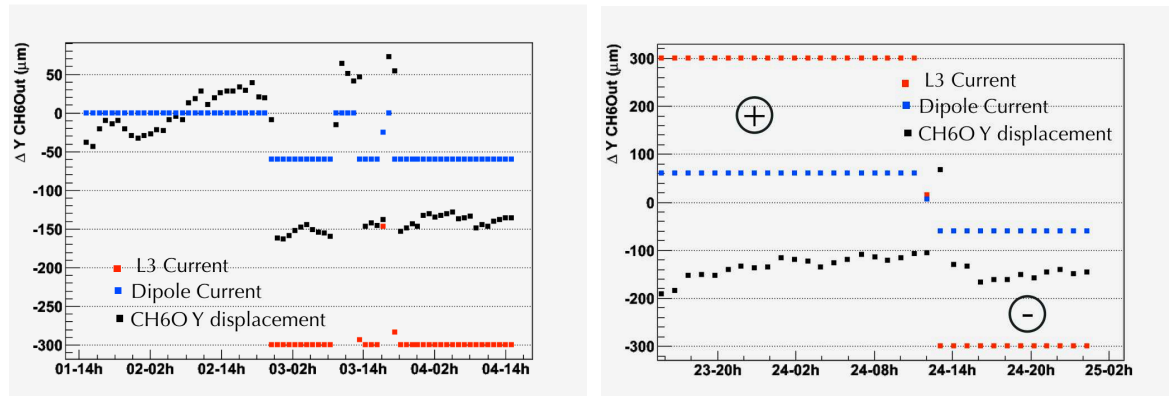
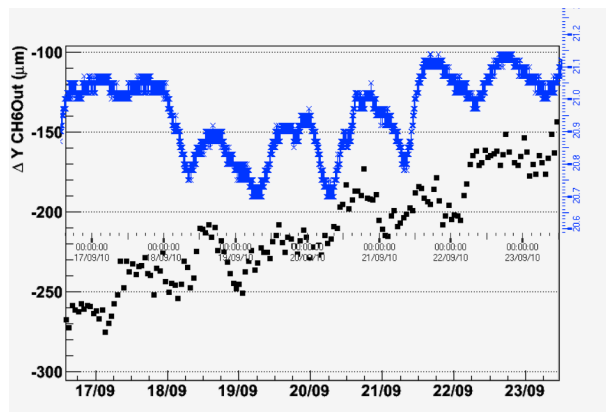


FIGURE 3.14 — Déplacements de la chambre 6-outside dans la direction y au cours du temps (carrés noirs) et courant des aimants solénoïdale (L3, points rouges) et dipolaire (points bleus). A gauche, effet dû à la mise en fonctionnement des aimants à leur courant nominal en polarité négative. A droite, effet d'un renversement de polarité de positive (partie gauche de la figure) à négative (partie droite de la figure).

FIGURE 3.15 — Déplacement de la chambre 6-outside dans la direction y au cours du temps (carrés noirs) et température de la zone expérimentale (marqueurs bleus). La prise de données s'étale sur sept jours.



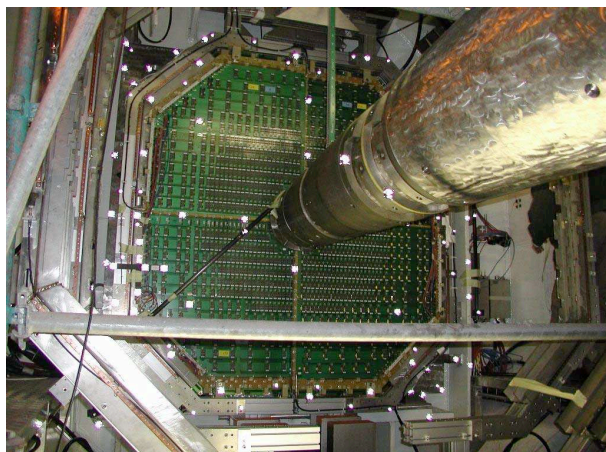


FIGURE 3.16 — Photographie prise lors de la mesure par photogrammétrie des positions des éléments de la chambre 1.

**Calculs des positions absolues des chambres** Le programme de reconstruction des trajectoires des muons dans le spectromètre nécessite la connaissance des positions absolues des chambres de trajectographie. Comme nous l'avons détaillé dans la section précédente, le GMS est capable de mesurer les déplacements des chambres à fils entre deux instants différents. De fait la connaissance des positions absolues des chambres à un instant donné, combinée à la mesure de déplacements par le GMS par rapport à cette référence, permet la détermination des positions absolues des chambres à tout moment.

Deux méthodes sont à notre disposition pour la mesure des positions absolues, la méthode de photogrammétrie digitale faite par les géomètres et l'utilisation de prise de données sans champ magnétique fournissant des trajectoires rectilignes dans le spectromètre. La photogrammétrie digitale consiste à équiper l'objet dont nous souhaitons obtenir la position de mires réfléchissantes situées dans des trous de référence de cet objet. Des photographies de l'ensemble de la structure sont ensuite prises à différents angles de vue, en prenant soin d'inclure dans le champ de vue des références du système de coordonnées d'ALICE (FIGURE 3.16). Suivant la complexité et la taille de l'objet à étudier, le nombre de photographies peut varier de quelques dizaines à quelques centaines. Cette technique permet une mesure de position de l'ordre de  $100\ \mu\text{m}$ . Comme nous l'avons vu à la SECTION 3.1, les plans de détection sont séparés en quadrant (pour les stations 1 et 2) et en lattes (pour les stations 3 à 5). Les quadrants et les lattes sont les éléments de détection qui sont fixés sur les supports. La photogrammétrie donne donc la position des supports dans le référentiel d'ALICE ainsi que la position des éléments de détection dans le référentiel de leur support.

La seconde technique pour obtenir les positions absolues de référence est l'utilisation des données prises sans champ magnétique. Dans ce cas le spectromètre est traversé par des muons ayant des trajectoires rectilignes. Javier Castillo à l'IRFU est en charge de cette mesure. Un algorithme spécifique nommé « Millepede » [56] a été développé pour permettre d'extraire par minimisation les paramètres de position et d'orientation des éléments de détection et de leurs supports à partir des trajectoires rectilignes reconstruites dans le détecteur. Les résolutions obtenues avec cette technique sont de l'ordre de  $150\ \mu\text{m}$  dans la direction  $y$  (direction selon laquelle les muons sont courbés) et de l'ordre



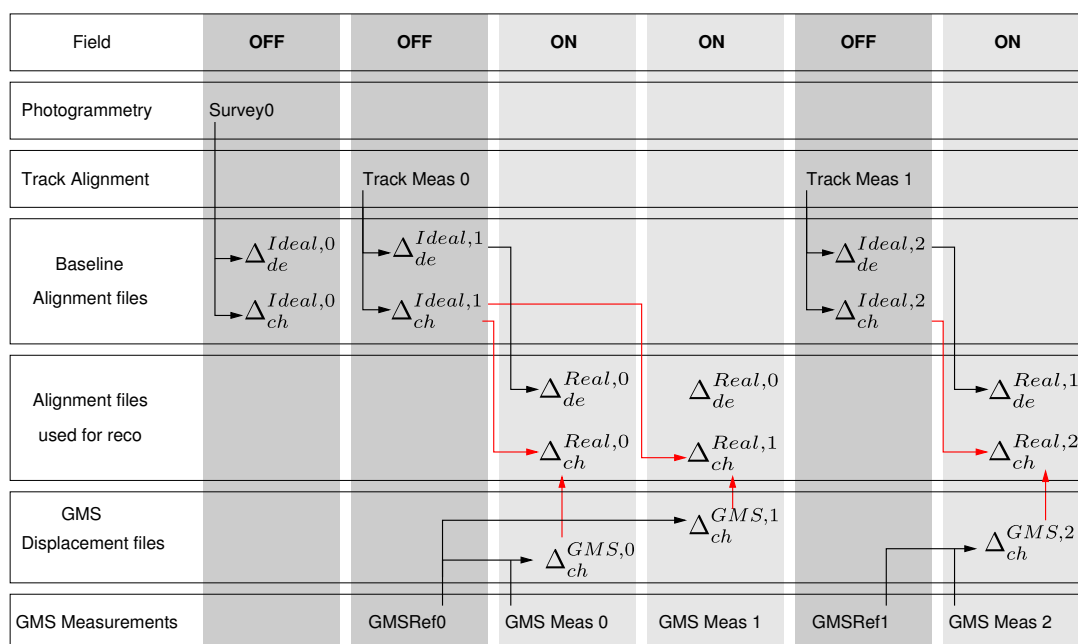


FIGURE 3.17 – Schéma de principe de la procédure d'alignement des chambres à fils du spectromètre à muons.

de  $500 \mu\text{m}$  dans la direction  $x$ . Bien qu'ayant une résolution moindre que les mesures par photogrammétrie, l'utilisation des trajectoires rectilignes pour mesurer la référence est indispensable. En effet, pour les stations 3 à 5, la taille et la position des chambres imposent de faire la photogrammétrie des plans de chambres dans leur position de maintenance (écartées du tube faisceau). De fait, les positions des éléments de détection n'et pas forcément la même entre la position de maintenance et la position de fonctionnement. La photogrammétrie pour ces chambres est donc un point de départ pour la position des éléments de détection lors du processus d'ajustement en utilisant « Millepede ».

La FIGURE 3.17 résume les différentes étapes conduisant à la détermination des positions et orientations des éléments de détection. Une première référence est effectuée par photogrammétrie. Les données sans champ magnétique sont enregistrées dans le spectromètre, durant cette même période de prise de données, le système GMS capture les images de tous les éléments optiques qui serviront d'images de référence. La mesure de photogrammétrie sert de point de départ des positions des différents éléments pour l'ajustement utilisant « Millepede » et les trajectoires rectilignes. Cette étape produit un jeu de fichiers contenant les positions des éléments de détection (indices « de » sur la FIGURE 3.17) et de leurs supports (indices « ch » sur la FIGURE 3.17). Lorsque le champ magnétique est allumé, le GMS mesure de nouvelles images. Les déplacements des supports des chambres sont recalculés à partir des déplacements des images observés (voir section précédente). Les fichiers de déplacements mesurés par le GMS ( $\Delta_{ch}^{GMS,i}$ ) sont combinés aux fichiers obtenus sans champ magnétique pour déterminer les nouvelles positions des supports ( $\Delta_{ch}^{Real,i}$ ). Nous devons noter ici, que pour les stations 3 à 5, les éléments optiques du GMS étant

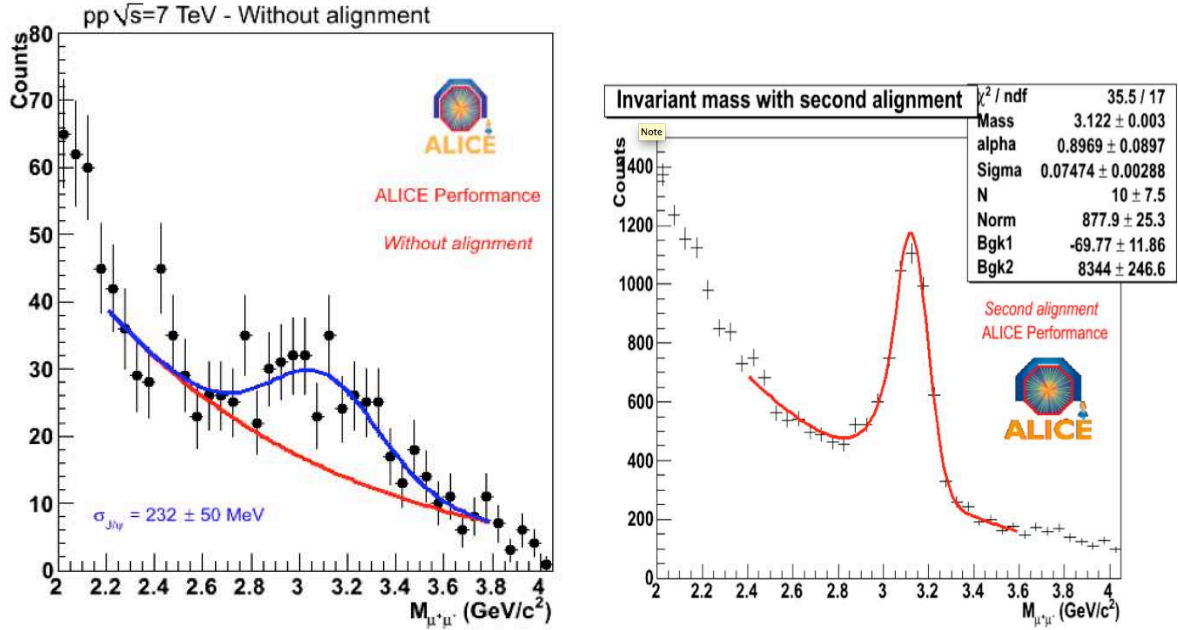


FIGURE 3.18 — Spectre en masse invariante dimuon sans alignement (gauche) et avec procédure d'alignement (droite).

fixés aux supports des chambres et non aux éléments de détection (les lattes), il nous est impossible de remonter à de possibles mouvements des éléments de détection sur le support. Celles-ci sont donc supposées ne pas bouger sous l'effet du champ magnétique ce qui en première approximation est correct. Chaque nouvelle mesure du GMS avec champ produit alors un lot de fichiers correspondant.

**Résolution du spectromètre** La FIGURE 3.18 montre le spectre en masse invariante dimuon au niveau du  $J/\psi$  avec et sans l'alignement des chambres à fils. Nous pouvons voir que la résolution en masse est très dégradée ( $\sim 230 \text{ MeV}/c^2$ ) si l'on ne mesure pas les positions des chambres. La résolution obtenue après l'ensemble de la procédure d'alignement décrite ci-dessus donne une résolution en masse de l'ordre de  $75 \text{ MeV}/c^2$  sur la mesure du  $J/\psi$ . La résolution en masse au niveau du  $\Upsilon$  est de l'ordre de  $150 \text{ MeV}/c^2$ . Du travail reste donc à faire sur l'alignement en général pour atteindre les performances attendues. Une voie actuellement à l'étude est l'utilisation du programme « Millepede » en présence de champ magnétique. Dans ce cas les trajectoires des muons sont courbées ce qui engendre l'augmentation du nombre de degrés de liberté puisque l'impulsion des muons entre en ligne de compte pour la paramétrisation des trajectoires. Ce travail est en cours au sein de la collaboration ALICE-MUON.





# Etudes des mésons vecteurs de basse masse

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>La symétrie chirale . . . . .</b>	<b>64</b>
4.1.1	Brisure et restauration de la symétrie chirale . . . . .	64
4.1.2	Etat des lieux expérimental . . . . .	64
<b>4.2</b>	<b>Etude des basses masses dans ALICE en dimuons . . . . .</b>	<b>67</b>
4.2.1	Analyses des données $pp$ . . . . .	67
4.2.2	Résultats $pp$ . . . . .	70
4.2.3	Analyses des données Pb—Pb . . . . .	73
4.2.4	Résultats Pb—Pb . . . . .	76
4.2.5	Etude en collisions p—Pb . . . . .	78

---

## 4.1 La symétrie chirale

### 4.1.1 Brisure et restauration de la symétrie chirale

Les paires de dileptons sont une des sondes directes du QGP puisqu'elles peuvent s'échapper du milieu sans subir d'interaction dans l'état final. L'analyse du spectre de dileptons permet de sonder en principe l'évolution temporelle du milieu et sa dynamique. Le spectre de dileptons à basse masse est dominé par la création des mésons vecteurs  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$ . Leur faible temps de vie par rapport à celui du QGP les rend très sensibles aux effets de milieu. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, les calculs de QCD sur réseau prédisent, en plus d'une transition de phase d'un état confiné vers un état déconfiné, une transition de phase vers un milieu où la symétrie chirale est restaurée (SECTION 1.1). Dans la limite des masses nulles de quarks, le Lagrangien de QCD est symétrique chiralement. Dans le monde réel, les quarks ont une masse finie, ainsi la symétrie chirale est explicitement brisée. Néanmoins, les masses des quarks  $u$  et  $d$  sont si petites que la symétrie chirale est supposée être une symétrie approximative de QCD dans le secteur des quarks légers. La symétrie chirale impose par exemple que chaque particule possède un partenaire chiral de parité opposée et de même masse. Dans la réalité, les partenaires chiraux ont donc des masses différentes, ceci dû à la brisure de la symétrie. Ainsi le partenaire chiral du méson  $\rho$  ( $J^P = 1^-$  et  $m = 770$  MeV) est le  $a_1$  ( $J^P = 1^+$  et  $m = 1260$  MeV). Les différences en masse des partenaires chiraux sont trop grandes pour pouvoir être expliquées par la faible masse des quarks nus ( $m_u \sim 3$  MeV et  $m_d \sim 5$  MeV). Nous pouvons donc en déduire que la symétrie chirale est spontanément (dynamiquement) brisée, ou que la masse des quarks constituants est générée par la brisure spontanée de la symétrie chirale.

La restauration de la symétrie chirale peut être étudiée via l'étude des mésons vecteurs de basse masse. Une des conséquences de la restauration de la symétrie chirale est un mélange entre les partenaires chiraux. Des études théoriques prédisent une modification des fonctions spectrales des mésons due aux effets de milieu. Ces modifications nous informent sur le comportement de ces résonances proches de la transition de phase vers un milieu chiralement symétrique. Diverses prédictions concernant la modification de la fonction spectrale du  $\rho$  ont été avancées, prédisant soit une diminution de sa masse due à la rapide chute du condensat de quarks duquel le  $\rho$  tire sa masse [57] soit un élargissement de la résonance dû à une interaction du  $\rho$  avec le milieu [58].

### 4.1.2 Etat des lieux expérimental

L'étude en dileptons nous donne une information des propriétés des mésons vecteurs au moment de leur désintégration. La première expérience qui a étudié le spectre en dilepton à basse masse en collisions d'ions lourds de haute énergie fut l'expérience CERES/NA45 au SPS. CERES a observé que le taux mesuré de diélectrons dans la zone  $0.2 < M < 1.0$  GeV/ $c^2$  dépasse le taux attendu par le cocktail hadronique pour des collisions Pb–Au à une énergie de 158 AGeV [59]. Le cocktail hadronique est composé de toutes les sources de décroissance hadronique produisant une paire  $e^+e^-$ .

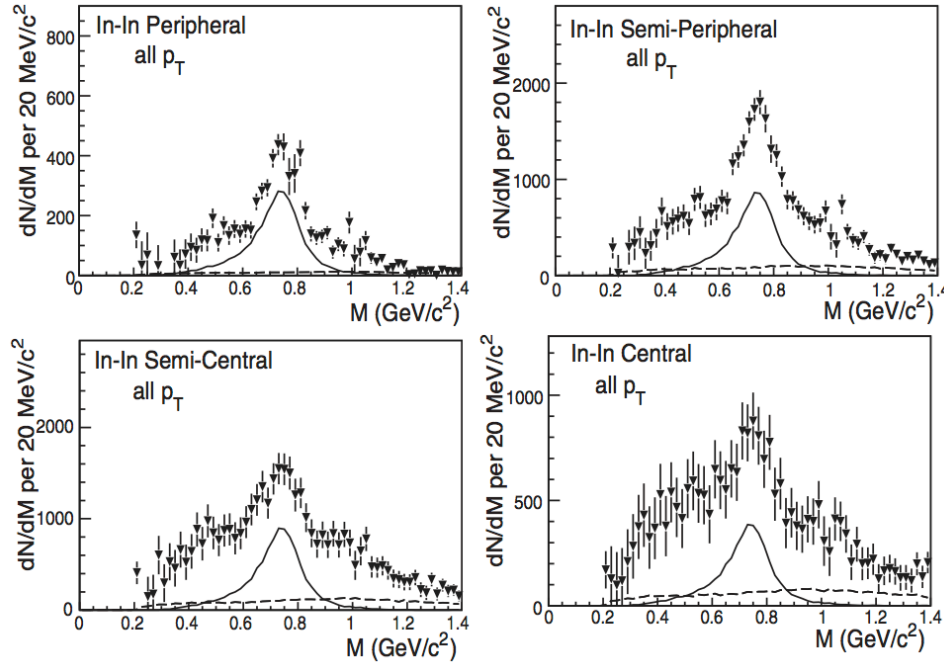


FIGURE 4.1 — Fonction spectrale du  $\rho$  mesurée par l'expérience NA60 au SPS en collisions In–In à  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV pour quatre tranches en centralité [13]. A la mesure expérimentale (triangles) est superposée la fonction spectrale du méson  $\rho$  attendue dans le vide (ligne pleine).

L'expérience NA60 au SPS, reprenant le spectromètre à muons de NA50 auquel un trajectographe interne en Silicium a été ajouté, a pu extraire la fonction spectrale du méson  $\rho$  en collisions In–In à  $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV [13]. La fonction spectrale du  $\rho$  a été extraite pour quatre tranches en centralité (FIGURE 4.1). Un excès a été observé par rapport aux taux attendus, augmentant pour les collisions les plus centrales. Cet excès est expliqué par la radiation thermique du QGP où la production du  $\rho$  est dominée par le processus  $\pi\pi \rightarrow \rho \rightarrow \mu\mu$ . Plus intéressante est l'observation de la largeur du méson  $\rho$  qui augmente pour les collisions les plus centrales sans changement significatif de la masse. Cet élargissement est reproduit par le modèle de R. Rapp et al. [60] (FIGURE 4.2). La prédiction initiale [58] a été complétée avec l'addition de sources de radiation d'origine thermique et non-thermique. Le modèle est en bon accord avec les mesures de NA60 mais également avec les résultats de CERES/NA45 en collisions Pb–Au.

A RHIC, les expériences PHENIX [61] et STAR [62] étudient les basses masses en diélectrons pour les collisions Au–Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Les deux expériences ont mesuré une augmentation du taux de production dans la région en masse invariante  $0.15 - 0.75$  GeV/ $c^2$  par rapport au cocktail hadronique. Les taux de production augmentent avec la centralité de la réaction (FIGURE 4.3). Qualitativement, les deux expériences sont en accord, observant l'augmentation du taux de dilepton dans la même zone en masse. Mais quantitativement, les amplitudes de l'excès observé par chacune des deux expériences ne sont pas en accord, PHENIX observant un excès environ trois fois plus important que celui mesuré par STAR. Un modèle basé sur l'approche du transport dynamique « parton-

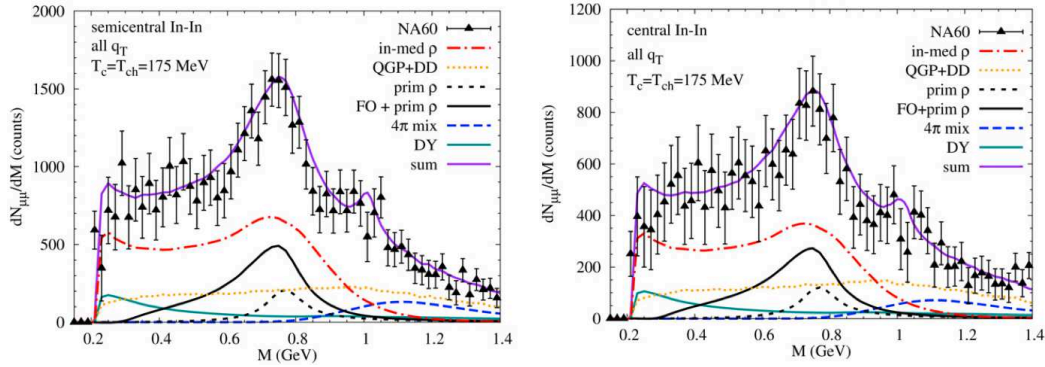


FIGURE 4.2 – Spectres en masse invariante mesurés par NA60 pour les collisions In–In semi-centrales (gauche) et centrales (droite) comparés au modèle de R. Rapp et al. [60].

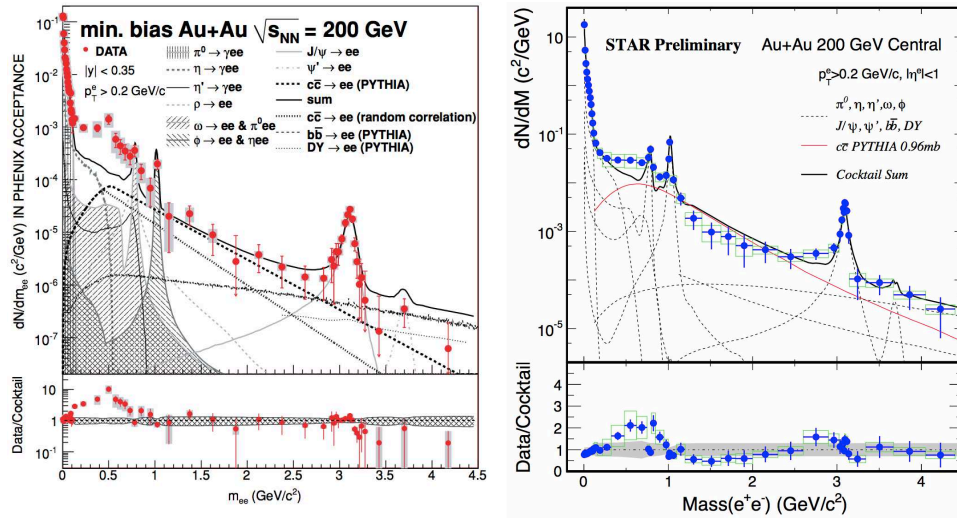


FIGURE 4.3 – Spectres en masse invariante  $e^+e^-$  mesurés par les expériences PHENIX (gauche) et STAR (droite) en collisions Au–Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV comparés aux taux attendus prédits par le cocktail des sources hadroniques [61, 62].

hadron-string » (PHSD) reproduit de manière satisfaisante les données de STAR mais ne parvient pas à expliquer l'excès observé par PHENIX [63]. L'excès vu par PHENIX est essentiellement dû à des paires  $e^+e^-$  de faible impulsion transverse ( $< 0.6$  GeV/c) et ne peut pas être reproduit actuellement par les modèles dynamiques ou statistiques. L'expérience PHENIX a installé un nouveau détecteur Cherenkov nommé « Hadron Blind Detector » (HBD). Sa tâche principale est de rejeter les traces  $e^+/e^-$  provenant de la conversion de  $\gamma$  ou de la décroissance Dalitz de  $\pi^0$ . Les résultats préliminaires [64] montrent un accord avec les résultats précédents, mais les erreurs systématiques sur l'extraction du signal sont encore importantes pour pouvoir conclure définitivement.

Au LHC, l'expérience ALICE peut atteindre les basses masses dans le canal diélectron dans le tonneau central et dans le canal dimuon en utilisant le spectromètre à muons. Dans la suite nous nous focaliserons sur les résultats en dimuon, analyses auxquelles le

groupe de Lyon a activement pris part.

## 4.2 Etude des basses masses dans ALICE en dimuons

L'étude des mésons vecteurs de basse masse en collisions  $pp$  fournit une mesure importante des processus « mous » à l'origine de la production des hadrons légers dans un nouveau régime d'énergie. Les prédictions dans ce domaine de QCD sont basées sur des modèles phénoménologiques devant être ajustés aux données expérimentales.

Les mesures en collisions  $pp$  fournissent également la référence pour les études en collisions Pb–Pb. Comme nous l'avons mentionné plus haut pour les mesures à RHIC, l'étude des basses masses se base sur la comparaison du spectre en masse mesuré avec le spectre attendu contenant toutes les sources hadroniques connues. Cette prédiction est nommée le cocktail hadronique qui est évalué en collisions  $pp$ .

Le LHC a délivré des collisions  $pp$  à différentes énergies depuis sa mise en fonctionnement : 0.9, 2.76, 7 et 8 TeV. A 0.9 TeV, la statistique accumulée est insuffisante pour l'étude des basses masses en dimuon. Les données à 8 TeV ont été prises en 2012. Ces données sont actuellement en cours d'analyse et ne seront pas discutées ici. Nous ne nous concentrons donc dans la suite que sur les mesures effectuées à 2.76 et 7 TeV, les données à 2.76 TeV ayant une importance toute particulière puisqu'elles ont été prises à la même énergie de collision nucléon-nucléon que les données en collisions Pb–Pb. Nous montrerons les premiers résultats des mesures faites en collisions p–Pb à 5.02 TeV.

### 4.2.1 Analyses des données $pp$

**Prises de données et sélection des événements** L'analyse des données  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV a fait l'objet de la thèse de Doctorat de Laure Massacrier [65, 66]. Les données utilisées pour cette analyse ont été obtenues au cours de la campagne  $pp$  2010 du LHC. Les données en collisions  $pp$  à 2.76 TeV ont été enregistrées durant une campagne dédiée de quelques jours en mars 2011. Les luminosités intégrées sont environ  $55.7 \text{ nb}^{-1}$  pour les données à 7 TeV et  $17.6 \text{ nb}^{-1}$  pour les données à 2.76 TeV. Cette luminosité a été mesurée en utilisant les taux de comptage enregistrés par le VZERO pour le même lot de données et en utilisant la section efficace de biais minimum mesurée par le VZERO (voir SECTION 2.6). Les données ont été collectées avec deux déclenchements en parallèle ; le déclenchement de biais minimum fourni par le VZERO et le déclenchement « muon » fourni par le système de déclenchement du spectromètre à muons avec une coupure en impulsion transverse telle que  $p_T \gtrsim 0.5 \text{ GeV}/c$ . Ceci permet la normalisation des taux de comptage mesurés afin d'extraire les sections efficaces de production des mésons de basse masse. Le détecteur VZERO a été utilisé pour la sélection des événements, écartant les événements de bruit de fond induit par le faisceau comme décrit dans la SECTION 2.5.

**Extraction du signal** Pour les deux analyses, une sélection des muons impose que la trajectoire muon mesurée par les chambres de trajectographie soit en concordance avec

une « tracklet » dans les chambres de déclenchement. Cette sélection élimine les fausses traces dans le trajectographe ainsi que la contribution résiduelle provenant de hadrons ayant pu traverser l'absorbeur hadronique. Une coupure géométrique est ensuite effectuée sur la rapidité du muon telle que  $2.5 < y_\mu < 4.0$  afin d'éliminer les muons proches des bords de l'acceptance du spectromètre. Toutes les paires de muons où les deux muons satisfont ces sélections sont sélectionnées.

Les paires de muons de signes opposés contiennent le signal, les paires de muons de même signe sont principalement constituées de l'association de muons issus de la décroissance de pions et kaons. Ces associations sont ce que nous nommons le bruit de fond combinatoire. Le spectre en masse des dimuons de signes opposés contient également une contribution de ce bruit de fond combinatoire. La contribution du bruit de fond au spectre mesuré est estimée par deux méthodes différentes en utilisant soit les spectres en masse de muons de même signe soit la technique dite du mélange d'événements. Cette dernière technique consiste à former des paires de muons de signes opposés issus de deux événements différents. Les muons ainsi choisis sont totalement décorrélés. Le spectre obtenu est alors normalisé à  $2R\sqrt{N_{++}N_{--}}$  où  $R$  est un facteur prenant en compte les corrélations introduites par le détecteur<sup>1</sup>,  $N_{++}$  et  $N_{--}$  sont les nombres de paires de muons de même signe, positifs et négatifs respectivement.

La FIGURE 4.4 montre les spectres en masse obtenus pour quatre tranches en impulsion transverse. Les deux méthodes utilisées (muons de même signe et mélange d'événements) pour l'estimation du bruit de fond combinatoire donnent des résultats similaires. L'analyse a été limitée à  $p_T > 1$  GeV/c du fait que l'estimation du bruit de fond combinatoire n'est pas satisfaisante en deçà de 1 GeV/c. En effet, le spectre obtenu pour le bruit de fond dépasse le spectre brut conduisant à un signal négatif et ce pour les deux méthodes utilisées. Le rapport signal sur bruit (FIGURE 4.5) est de l'ordre de l'unité au niveau des pics du  $\omega$  et du  $\phi$  pour les collisions à 7 TeV et environ deux fois plus important pour les collisions  $pp$  à 2.76 TeV. Le signal est donc extrait en soustrayant au spectre brut (points noirs FIGURE 4.4) le bruit de fond (ligne rouge FIGURE 4.4). Le bruit de fond obtenu par la méthode du mélange d'événements est utilisé, son estimation étant moins affectée par les fluctuations statistiques.

Les spectres en masse résultants sont présentés FIGURE 4.6 pour les deux énergies. La résolution en masse est de l'ordre de 60 MeV/c<sup>2</sup> au niveau du  $\phi$ . Les différents processus composant le cocktail hadronique et contribuant au spectre en masse sont les décroissances Dalitz et dimuons des mésons légers  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$  ainsi que les décroissances semi-muoniques des hadrons charmés et beaux. Un générateur spécifique, AliGenMUONLMR, a été développé pour simuler les mésons légers. Les distributions en rapidité et impulsion transverse sont basées sur les paramétrisations de PYTHIA. Un certain nombre de réglages différents de PYTHIA ont été testés. Les différences observées dans l'extraction du signal ont été incluses comme incertitudes systématiques. La contribution des décroissances semi-muoniques du charme et de la beauté a été simulée en utilisant le générateur paramétrique AliGenCorrHF. La réponse du détecteur à tous les processus cités ci-dessus a été obtenue

1. Le facteur  $R$  est défini comme  $R = A_{+-}/\sqrt{A_{++}A_{--}}$  où  $A_{+-}$ ,  $A_{++}$ ,  $A_{--}$  sont les acceptances du spectromètre pour les paires  $+-$ ,  $++$  et  $--$  respectivement.



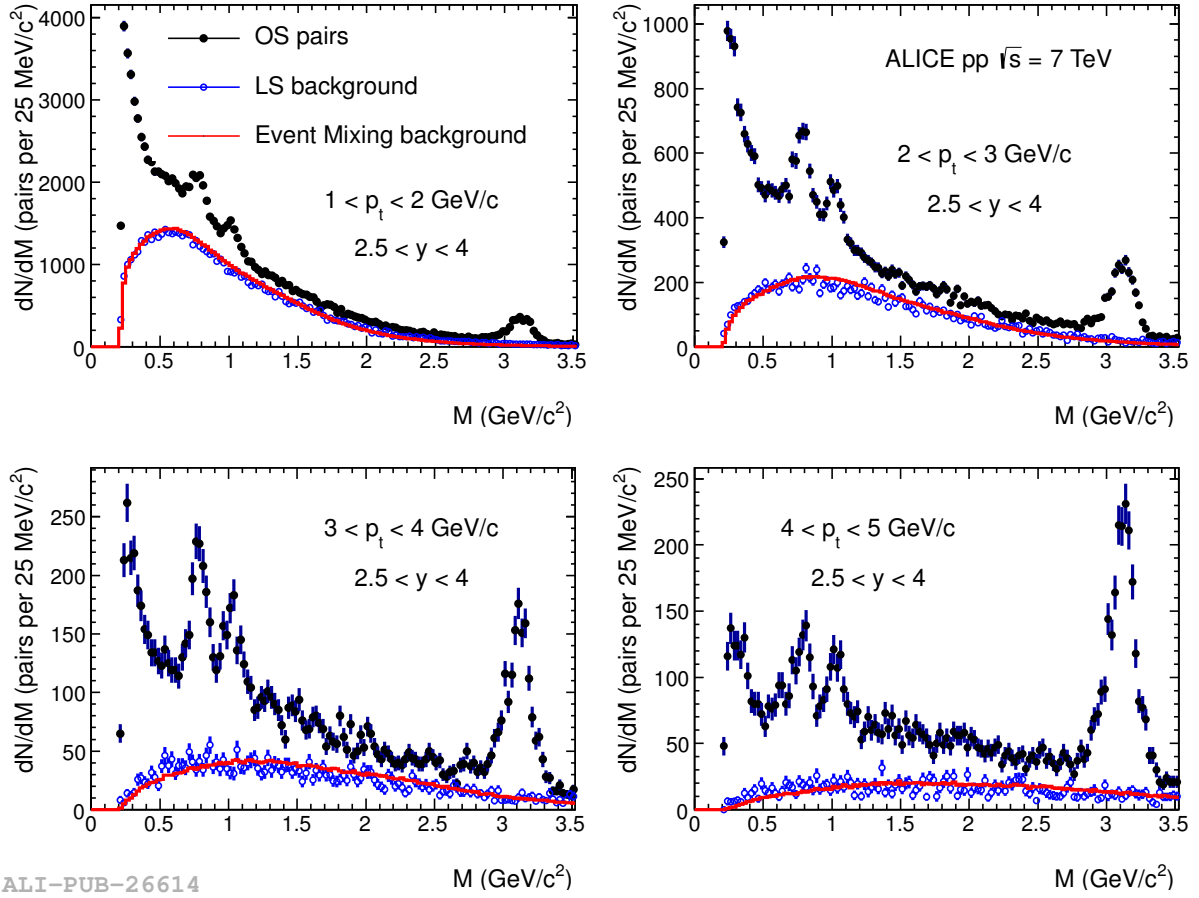


FIGURE 4.4 — Spectres en masse invariante  $\mu^+\mu^-$  pour quatre sélections en impulsion transverse pour les collisions  $pp$  à 7 TeV. Les données brutes (points noirs) sont comparées au bruit de fond combinatoire estimé par la méthode du mélange d'événements (ligne rouge) ou en utilisant les dimuons de même signe (ronds ouverts bleus).

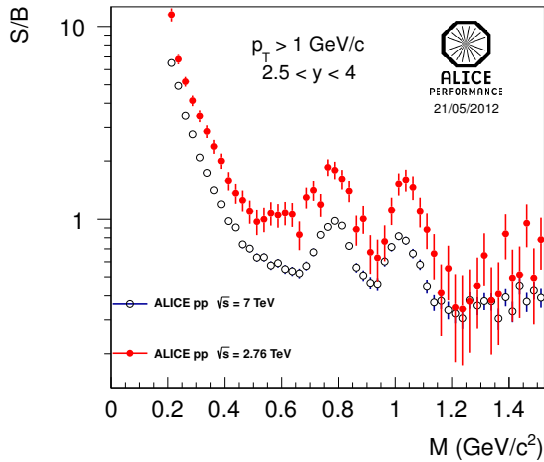


FIGURE 4.5 — Rapport des taux de signal et de bruit de fond en fonction de la masse invariante pour les collisions  $pp$  à 7 TeV (ronds noirs ouverts) et à 2.76 TeV (ronds rouges fermés).

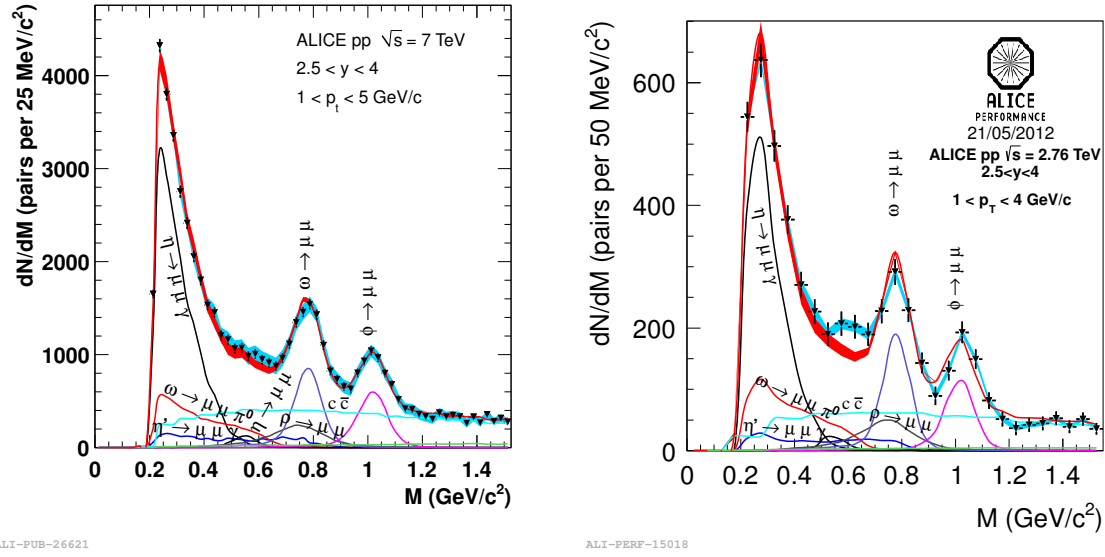


FIGURE 4.6 — Spectres en masse invariante dimuons en collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV (gauche) et 2.76 TeV (droite) après soustraction du bruit de fond. Le spectre est ajusté par le cocktail hadronique. La bande bleue représente l'incertitude systématique provenant de l'extraction du bruit de fond, la bande rouge représente l'incertitude sur la normalisation des différentes sources du cocktail hadronique.

en utilisant le logiciel de transport GEANT3. Le spectre en masse est alors ajusté par la superposition des réponses provenant de chacun des processus (FIGURE 4.6). Seuls quatre paramètres de l'ajustement sont laissés libres. Il s'agit des normalisations des processus  $\eta \rightarrow \mu\mu$ ,  $\omega \rightarrow \mu\mu$ ,  $\phi \rightarrow \mu\mu$  et du charme ouvert. Les normalisations des processus  $\eta \rightarrow \mu\mu$  et  $\omega \rightarrow \mu\mu\pi^0$  sont fixées en tenant compte des rapports d'embranchement. La contribution du  $\rho$  est fixée en supposant que les sections efficaces de production du  $\rho$  et du  $\omega$  sont les mêmes [67, 68]. La contribution du  $\eta'$  est fixée par rapport à la contribution du  $\eta$  en appliquant le rapport des sections efficaces donné par PYTHIA. Finalement, le rapport entre le charme et la beauté est fixé selon le rapport mesuré par LHCb [69, 70]. L'incertitude systématique provenant de ces normalisations relatives est reportée sur la FIGURE 4.6 par la bande rouge. La bande bleue représente l'erreur systématique provenant de la soustraction du bruit de fond. Nous pouvons voir FIGURE 4.6 que la description du spectre en masse invariante est satisfaisante pour les deux énergies considérées. Les nombres des différents mésons peuvent alors être extraits. Environ 3200  $\phi$  et 6800  $\rho + \omega$  ont été mesurés en collisions  $pp$  à 7 TeV et respectivement 350 et 800 en collisions  $pp$  à 2.76 TeV.

### 4.2.2 Résultats $pp$

Afin d'extraire les sections efficaces de production, les nombres bruts de résonances détectées doivent être corrigés des effets d'acceptance et d'efficacité et renormalisés par rapport au nombre d'événements de biais minimum enregistrés. La section efficace de production

du  $\phi$  est évaluée par

$$\sigma_\phi = \frac{N_\phi^{\text{raw}}}{A_\phi \cdot \varepsilon_\phi \cdot BR(\phi \rightarrow \mu\mu)} \frac{\sigma_{\text{MB}}}{N_{\text{MB}}} \frac{N_{\text{MB}}^\mu}{N_{\mu-\text{MB}}^\mu}, \quad (4.1)$$

où  $N_\phi^{\text{raw}}$  est le nombre extrait brut de  $\phi$ ,  $A_\phi$  et  $\varepsilon_\phi$  l'acceptance géométrique et l'efficacité de reconstruction,  $N_{\text{MB}}$  le nombre d'événements de biais minimum enregistré,  $\sigma_{\text{MB}}$  la section efficace de biais minimum du détecteur VZERO (SECTION 2.6). Le nombre de  $\phi$  mesuré  $N_\phi^{\text{raw}}$  est extrait des événements déclenchés par le déclencheur muon. Le rapport entre le nombre de muons collectés avec le déclenchement de biais minimum et avec le déclenchement muon ( $N_{\text{MB}}^\mu/N_{\mu-\text{MB}}^\mu$ ) permet de relier la section efficace de biais minimum mesurée par le VZERO à la section efficace à laquelle le déclencheur muon est sensible.

La section efficace de production du  $\phi$  en collisions  $pp$  à 7 TeV a été mesurée dans la région  $2.5 < y < 4$ ,  $1 < p_T < 5$  GeV/c. Elle est de  $\sigma_\phi = 0.940 \pm 0.084$  (stat.)  $\pm 0.076$  (syst.) mb. Pour les collisions à 2.76 TeV, la plus faible statistique disponible limite la mesure de la section efficace à  $1 < p_T < 4$  GeV/c. La section efficace obtenue pour la production de  $\phi$  est  $\sigma_\phi = 0.587 \pm 0.070$  (stat.)  $\pm 0.045$  (syst.) mb. Les principales sources d'incertitudes systématiques sont les efficacités de déclenchement et de reconstruction du spectromètre à muons (4 % et 3 % respectivement), l'évaluation du rapport  $N_{\text{MB}}^\mu/N_{\mu-\text{MB}}^\mu$  (3 %), la soustraction du bruit de fond (2 %) et le rapport d'embranchement du  $\phi$  en dileptons (1 %).

Le nombre de  $\phi$  mesurés peut être extrait par tranche en impulsion transverse de largeur  $\Delta p_T = 0.5$  GeV/c entre 1 et 5 GeV/c pour les collisions à 7 TeV et entre 1 et 4 GeV/c pour les collisions à 2.76 TeV, donnant ainsi accès à la section efficace différentielle  $d^2\sigma_\phi/dydp_T$  (FIGURE 4.7-gauche). Les résultats obtenus ont été comparés à la mesure de LHCb du méson  $\phi$  dans le canal  $\phi \rightarrow K^+K^-$  pour  $2.44 < y < 4.06$  [71] (FIGURE 4.7-droite). Les formes selon  $p_T$  sont similaires. Afin de pouvoir comparer les sections efficaces intégrées, la mesure différentielle de LHCb a été intégrée entre  $1 < p_T < 5$  GeV/c et renormalisée à la même couverture en rapidité. Il en résulte une section efficace de production de  $\sigma_\phi = 1.07 \pm 0.15$  (stat. + syst.) mb dans la même acceptance que le spectromètre à muons, ce qui est en très bon accord avec notre mesure sur ALICE.

Afin d'extraire la section efficace de production du méson  $\omega$ , les contributions du  $\rho$  et du  $\omega$  au spectre en masse (FIGURE 4.6) doivent être séparées. Pour ce faire, le rapport des sections efficaces  $\sigma_\rho/\sigma_\omega$ , fixé à 1 pour l'extraction du  $\phi$ , est maintenant un paramètre libre dans la procédure d'ajustement du spectre en masse invariante. Ceci n'a été possible que pour le lot de données en collisions  $pp$  à 7 TeV, le lot à 2.76 TeV n'ayant pas une statistique suffisante. Le résultat de l'ajustement donne  $\sigma_\rho/\sigma_\omega = 1.15 \pm 0.20$  (stat.)  $\pm 0.12$  (syst.), en accord avec l'hypothèse précédente et la valeur prédite par PYTHIA ( $\sigma_\rho/\sigma_\omega = 1.03 - 1.08$  suivant le réglage utilisé). La section efficace de production du méson  $\omega$  en collisions  $pp$  à 7 TeV peut alors être mesurée :  $\sigma_\omega(2.5 < y < 4; 1 < p_T < 5 \text{ GeV/c}) = 5.28 \pm 0.54$  (stat.)  $\pm 0.49$  (syst.) mb. La section efficace différentielle  $d^2\sigma_\omega/dydp_T$  a également été extraite (FIGURE 4.8). La comparaison de ces résultats aux prédictions provenant de PHOJET et de différents réglages de PYTHIA montre un bon accord.

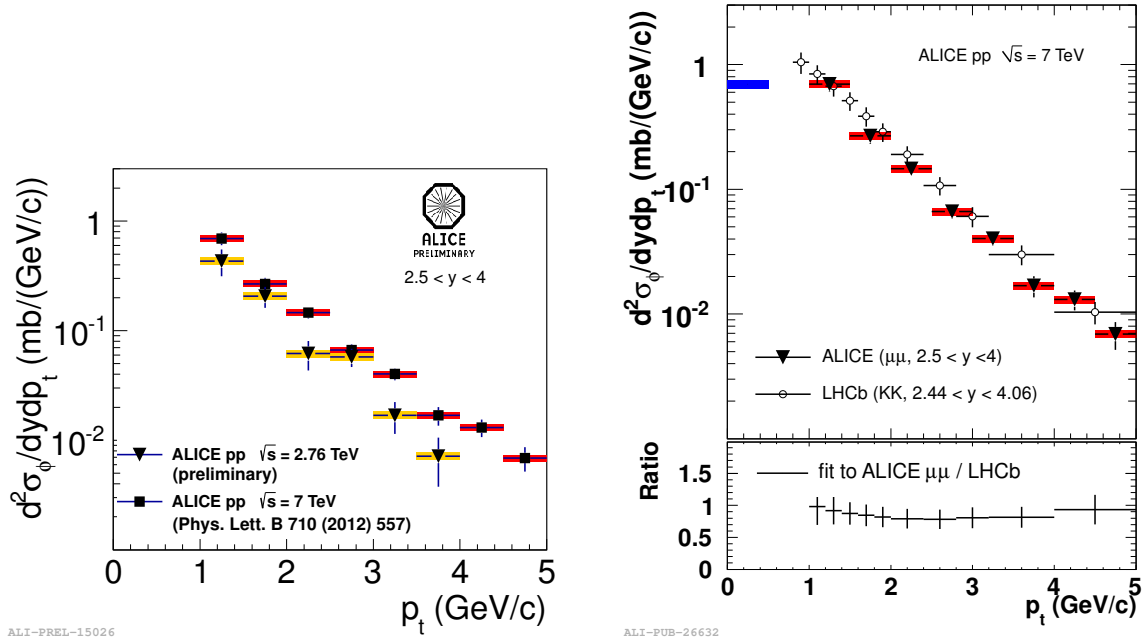


FIGURE 4.7 – Section efficace différentielle  $d^2\sigma_\phi/dydp_T$  de production du  $\phi$  mesurée en collisions  $pp$  à 2.76 et 7 TeV (gauche) et section efficace différentielle  $d^2\sigma_\phi/dydp_T$  de production du  $\phi$  mesurée en collisions  $pp$  à 7 TeV comparée à la mesure de LHCb dans le canal  $\phi \rightarrow K^+K^-$  [71] (droite).

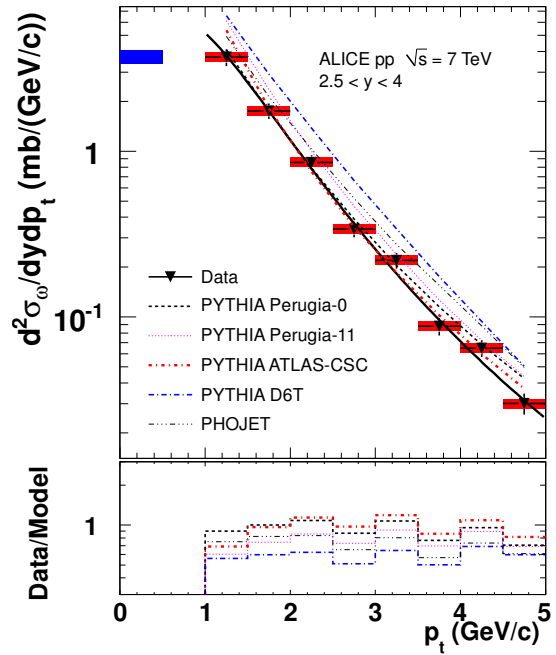


FIGURE 4.8 – Section efficace différentielle  $d^2\sigma_\omega/dydp_T$  en collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV mesurée avec le spectromètre à muons pour  $2.5 < y < 4$  comparée aux prédictions de PHOJET et de différents réglages de PYTHIA.

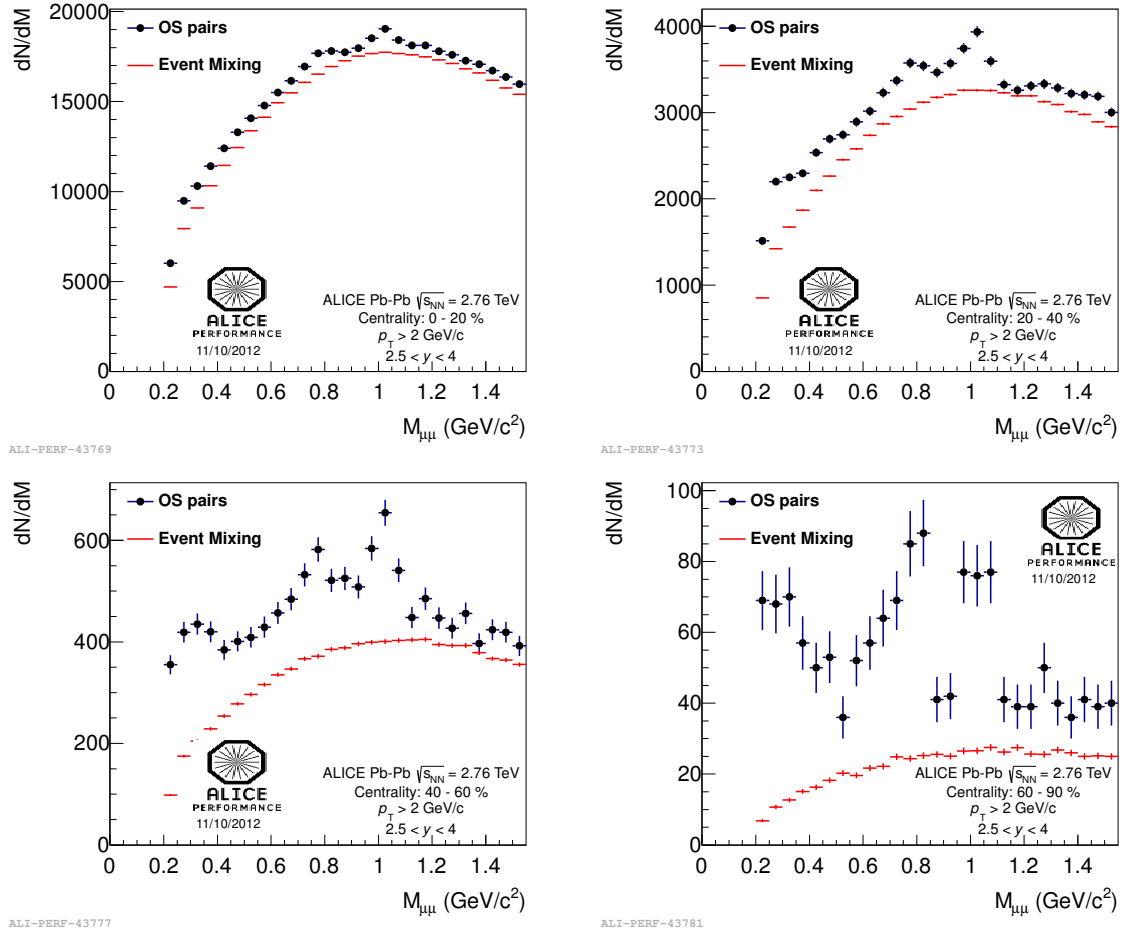


FIGURE 4.9 – Spectres en masse invariante dimuon en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV pour quatre tranches en centralité. Aux données (ronds noirs) est superposée l'estimation du bruit de fond combinatoire (ligne rouge).

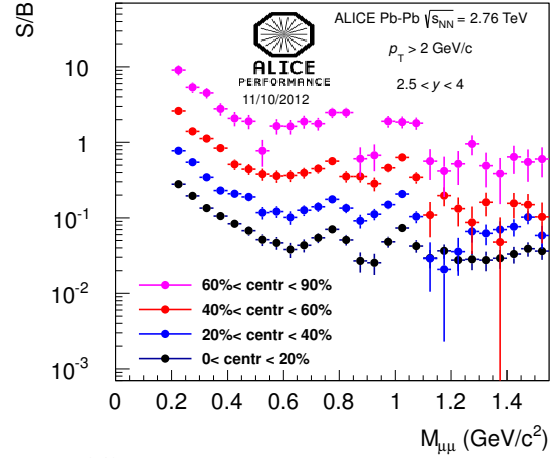
Ces résultats apportent une contrainte supplémentaire aux modèles QCD et permettent également le réglage du cocktail hadronique utilisé pour l'interprétation des données en collisions Pb–Pb.

### 4.2.3 Analyses des données Pb–Pb

**Prise de données et sélection des événements** L'expérience ALICE a enregistré des données en collisions Pb–Pb durant deux campagnes en novembre 2010 et 2011. Une luminosité de  $8 \mu\text{b}^{-1}$  a été intégrée dans la prise de données de 2010. De plus, seul un déclenchement de biais minimum fut mis en place durant cette prise de données. Il en résulte donc une statistique insuffisante pour une étude quantitative des mésons vecteurs de basse masse. Néanmoins, ce lot de données a été utilisé pour la mise au point des outils d'analyse.

La luminosité intégrée durant la seconde prise de données a été de  $80 \mu\text{b}^{-1}$ , un ordre

FIGURE 4.10 — Rapports signal sur bruit de fond en collisions Pb–Pb pour quatre tranches en centralité différentes.



de grandeur plus grand que l'année précédente. Contrairement à la prise de données de 2010, les déclenchements utilisés ont été plus sélectifs. Un déclenchement sur la centralité de la réaction, donné par le VZERO, a été mis en opération permettant l'enrichissement du lot de données en événements centraux (0–10 %) et semi-centraux (0–50 %). Le déclenchement muons a également été mis en place avec la capacité d'obtenir les événements contenant au moins un muon mais aussi contenant une paire de muons de signes opposés avec une coupure en impulsion transverse telle que  $p_T^\mu \gtrsim 1$  GeV/c. Au final, 132 millions d'événements ont été collectés dont 41 % de collisions centrales et semi-centrales et 33 % de collisions incluant un muon ou dimuon. L'analyse des mésons vecteurs de basse masse en collisions Pb–Pb est basée sur ce lot d'événements. Comme dans le cas de l'analyse en collisions  $pp$ , le détecteur VZERO est utilisé pour la sélection des événements.

**Extraction du signal** En collisions Pb–Pb, la multiplicité de muons par événement est plus importante qu'en collisions  $pp$ . De fait, le bruit de fond combinatoire, provenant de la construction de toutes les paires possibles de dimuons à l'intérieur d'un événement, est beaucoup plus grand. La sélection des muons pour les collisions Pb–Pb utilise comme coupures de bases celles appliquées à l'analyse en collisions  $pp$  (SECTION 4.2.1) auxquelles sont ajoutées un certain nombre de sélections supplémentaires afin d'augmenter la pureté du signal. Une coupure sur le  $\chi^2$  de la trace reconstruite est appliquée telle que  $\chi^2 < 5$ . Afin d'éliminer les muons traversant la zone la plus dense de l'absorbeur hadronique, une coupure sur la position radiale de la trajectoire à la sortie de l'absorbeur est appliquée telle que  $17.6 < R < 89.5$  cm. Une coupure sur l'impulsion transverse des muons est faite aussi à  $p_T^\mu > 0.85$  GeV/c. Son effet est de réduire l'acceptance en  $p_T$  des paires de muons. En effet, l'acceptance pour  $p_T < 2$  GeV/c est négligeable. De fait l'analyse des mésons vecteurs de basse masse n'est effectuée que pour des impulsions transverses de la paire de muons supérieures à 2 GeV/c. Au final, un total de  $2.6 \times 10^6$  paires de muons ont satisfait ces sélections.

La FIGURE 4.9 montre les spectres en masse invariante obtenus pour quatre tranches en centralité. La centralité a été déterminée en utilisant le VZERO comme décrit dans la

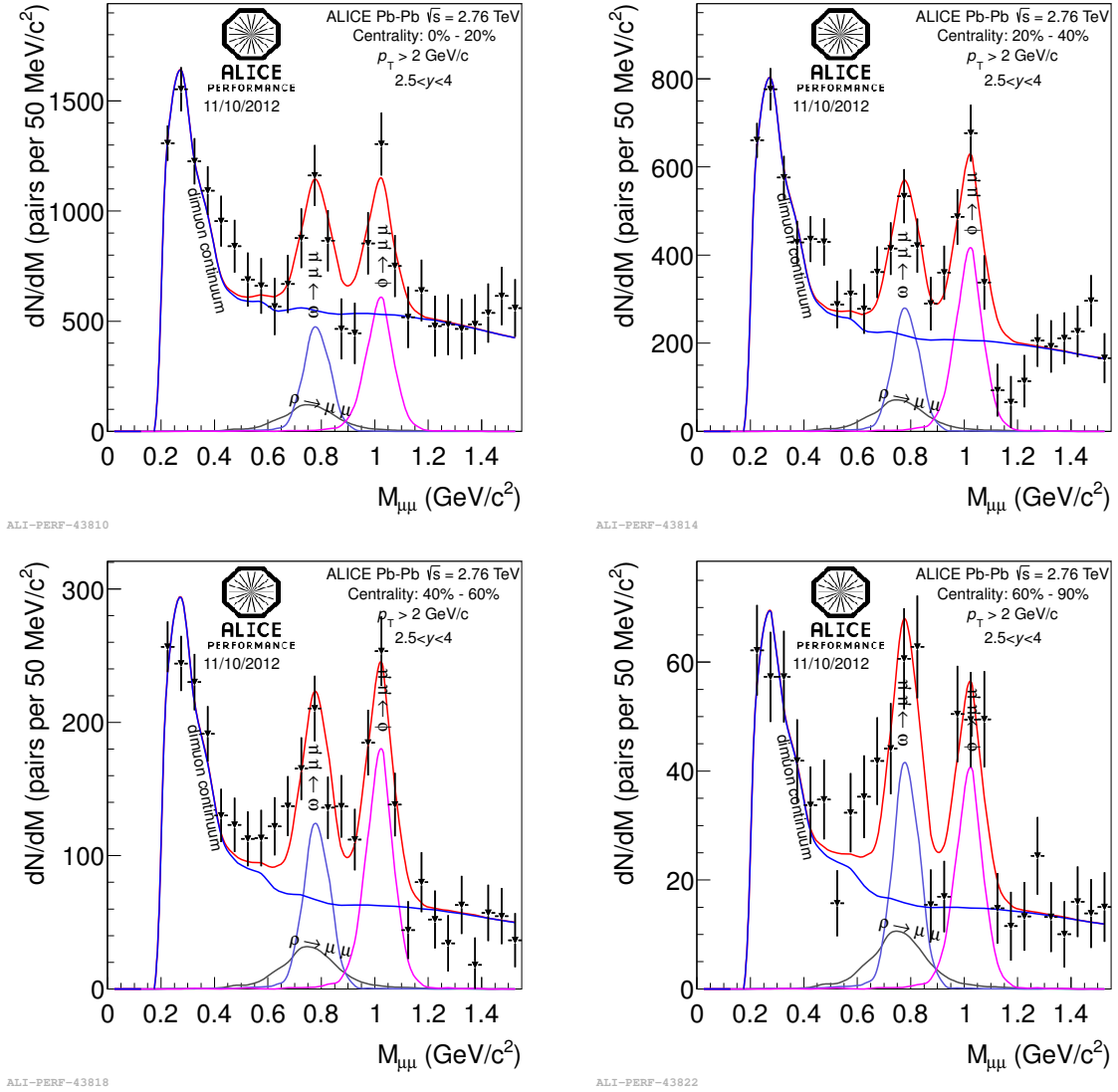


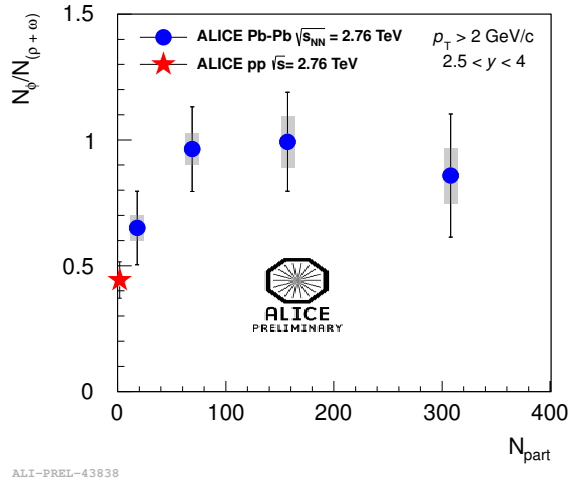
FIGURE 4.11 — Spectres en masse invariante obtenus après soustraction du bruit de fond pour quatre tranches en centralité en collisions Pb–Pb. Les mesures sont ajustées par le cocktail hadronique obtenu en collisions  $pp$  à 2.76 TeV.

SECTION 2.7.1. Comme dans le cas de l'étude en collisions  $pp$ , le bruit de fond combinatoire est estimé par la technique du mélange d'événements normalisé à  $2R\sqrt{N_{++}N_{--}}$ . Le rapport signal sur bruit de fond dépend très fortement de la centralité de la réaction (FIGURE 4.10), allant de  $7 \cdot 10^{-2}$  à 2 des collisions centrales vers les collisions périphériques au niveau des résonances  $\omega$  et  $\phi$ .

Les spectres en masse invariante du signal résultant sont montrés FIGURE 4.11 pour les quatre tranches en centralité. Les distributions mesurées sont ajustées par le cocktail hadronique développé pour reproduire les données  $pp$  à  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV. Les formes des différents processus sont fixées à celles utilisées en collisions  $pp$ . Comme dans le



FIGURE 4.12 — Rapport  $N_\phi/N_{\rho+\omega}$  corrigé des effets d'acceptance et d'efficacité en fonction du nombre de participants à la collision. Les résultats en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV (ronds bleus) sont comparés au résultat en collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV (étoile rouge). Les barres grisées représentent l'incertitude systématique.



cas de l'analyse  $pp$ , seules les normalisations de quatre processus sont laissées libres :  $\eta \rightarrow \mu\mu\gamma$ ,  $\omega \rightarrow \mu\mu$ ,  $\phi \rightarrow \mu\mu$  et la contribution du charme ouvert. Les normalisations des autres processus sont fixées suivant les rapports de sections efficaces ou les rapports d'embranchement. Contrairement au cas des collisions  $pp$  seules les distributions individuelles des mésons  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$  décroissant en dimuon sont montrées. Les autres processus sont inclus dans la distribution nommée « dimuon continuum ».

#### 4.2.4 Résultats Pb–Pb

Le cocktail hadronique reproduit de façon satisfaisante les données à l'intérieur des erreurs statistiques de la mesure représentées sur la FIGURE 4.11. La statistique disponible ne permet pas une étude en fonction de l'impulsion transverse du dimuon comme cela a été le cas pour les collisions  $pp$ .

L'évolution du rapport  $N_\phi/N_{\rho+\omega}$  en fonction du nombre de participants à la collision a pu être extraite. La FIGURE 4.12 montre une augmentation de ce rapport des collisions  $pp$  aux collisions Pb–Pb. Le rapport  $N_\phi/N_{\rho+\omega}$  semble rapidement saturer au voisinage de 1 quand la centralité de la réaction augmente. L'observation d'une augmentation de la production d'étrangeté en collisions d'ions lourds comparés aux collisions  $pp$  a été prédite dès les années 1980 [72]. En effet, dans un milieu déconfiné, l'étrangeté est produite par paires  $s\bar{s}$  via le processus de fusion de gluons ou de quarks, le premier étant majoritaire. Nous voyons que dans ce cas le seuil en énergie pour la création d'une paire  $s\bar{s}$  correspond à la somme des masses des deux quarks, soit environ 200 MeV. Dans un milieu hadronique l'étrangeté est créée via des processus du type :  $\pi\pi \rightarrow KK$ ,  $NN \rightarrow N\Lambda K$  ou  $\pi p \rightarrow K\Lambda$ . Dans ce cas les seuils en énergie sont plus élevés que dans le cas d'un milieu déconfiné. L'énergie typique est de l'ordre de 0.5–1 GeV.

L'extraction du rapport  $N_\phi/N_{\rho+\omega}$  est peu dépendante de facteurs de correction, de nombreux effets s'éliminant dans le rapport. Deux autres quantités peuvent être extraites des mesures en collisions Pb–Pb. Il s'agit du rapport de modification nucléaire  $R_{AA}$  défini

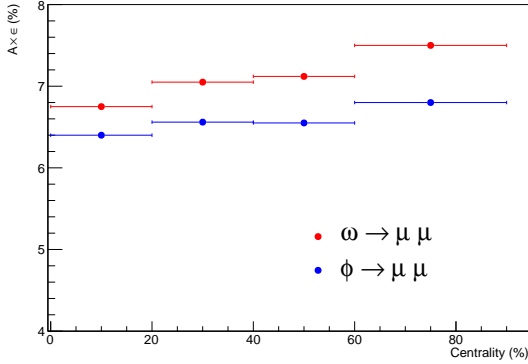


FIGURE 4.13 — Facteur  $A \times \varepsilon$  en fonction de la centralité de la réaction en collisions Pb–Pb pour la détection de mésons  $\omega$  et  $\phi$  dans le canal dimuon.

comme

$$R_{AA} = \frac{d^2N_{AA}/d\eta dp_T}{\langle N_{\text{coll}} \rangle d^2N_{pp}/d\eta dp_T}, \quad (4.2)$$

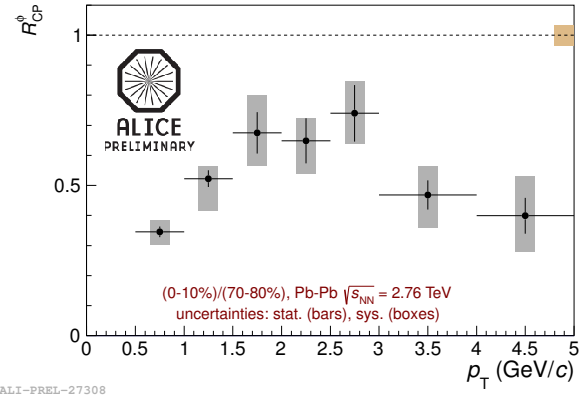
et du rapport de modification nucléaire central sur périphérique  $R_{CP}$  défini comme

$$R_{CP} = \frac{\langle N_{\text{coll}} \rangle_P d^2N_{AA}^C/d\eta dp_T}{\langle N_{\text{coll}} \rangle_C d^2N_{AA}^P/d\eta dp_T}, \quad (4.3)$$

où les indices (ou exposants)  $C$  et  $P$  font référence aux collisions centrales et périphériques respectivement. L'extraction de ces deux quantités nécessite l'application d'un certain nombre de facteurs de correction. Nous pouvons citer ici le facteur de correction de l'acceptance et l'efficacité du spectromètre à la détection des mésons légers. En collisions Pb–Pb ce facteur dépend légèrement de la multiplicité par événement de muons dans le spectromètre à muons, donc dépend de la centralité de la réaction. En collisions  $pp$  le facteur d'acceptance et d'efficacité est obtenu par simulation. Dans le cas de collisions Pb–Pb le temps de calcul nécessaire pour la simulation d'événements étant trop grand, une technique dite « d'incorporation » (« embedding » en anglais) a été utilisée. Cette technique consiste en l'inclusion d'un signal, simulé par PYTHIA ou un générateur paramétrique, dans un vrai événement enregistré en collisions Pb–Pb par le spectromètre. Le rapport signal sur bruit étant très petit pour les collisions de biais minimum, prendre un événement Pb–Pb correspond à prendre un événement de bruit de fond. Cela remplace alors la simulation d'un événement Pb–Pb sous-jacent. Ainsi plusieurs millions d'événements peuvent être simulés en quelques jours dans des conditions réalistes de bruit de fond. Le facteur de correction  $A \times \varepsilon$  extrait pour la détection de mésons  $\omega$  et  $\phi$  en dimuon montre une légère dépendance en fonction de la centralité (FIGURE 4.13). Comme attendue, l'efficacité de reconstruction est plus faible pour les collisions centrales où la multiplicité de muons par événement est la plus grande.

L'extraction définitive des  $R_{AA}$  et  $R_{CP}$  est toujours en cours dans le groupe d'analyse « Low Mass in dimuon ». Les figures n'étant pas encore approuvées par la collaboration, elle ne peuvent être montrées ici. Le méson  $\phi$  est également étudié dans la partie centrale d'ALICE dans le canal  $\phi \rightarrow K^+K^-$ . Le rapport  $R_{CP}$  a été extrait en fonction de l'impulsion transverse (FIGURE 4.14). Les mesures montrent pour  $p_T > 2$  GeV/c (le domaine d'étude

FIGURE 4.14 –  $R_{CP}$  (0–10 %) / (70–80 %) pour le méson  $\phi$  mesuré dans le canal  $\phi \rightarrow K^+K^-$  pour  $|y| < 0.5$ .



dans le canal dimuon) que  $R_{CP}((0 - 10\%)/(70 - 80\%)) \sim 0.5$ . Sans dévoiler la mesure en dimuon, nous pouvons dire qu'un résultat similaire est trouvé dans le canal  $\phi \rightarrow \mu\mu$  pour  $2.5 < y < 4.0$ .

#### 4.2.5 Etude en collisions p–Pb

En février 2013, des données ont été prises en collisions p–Pb à une énergie de  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV. Le détecteur ALICE étant asymétrique, le temps de faisceau a été divisé en deux parties, l'une dédiée à la mesure p–Pb (le proton allant de l'IP vers le spectromètre), l'autre à la mesure Pb–p. Ces données sont d'une très grande importance pour l'interprétation des résultats en collisions Pb–Pb. En effet, la densité d'énergie atteinte en p–Pb n'est pas suffisante pour la création du QGP. Nous sommes donc ici sensibles aux effets dits de la voie d'entrée comme le « shadowing » (modification des fonctions de distribution de partons dans le noyau). Ces dernières données du run 1 du LHC sont actuellement en cours d'analyse. La FIGURE 4.15 montre les spectres en masse obtenus dans les deux modes de collisions. La statistique accumulée est suffisante pour une étude en plusieurs tranches d'impulsion transverse comme dans le cas des analyses  $pp$ .

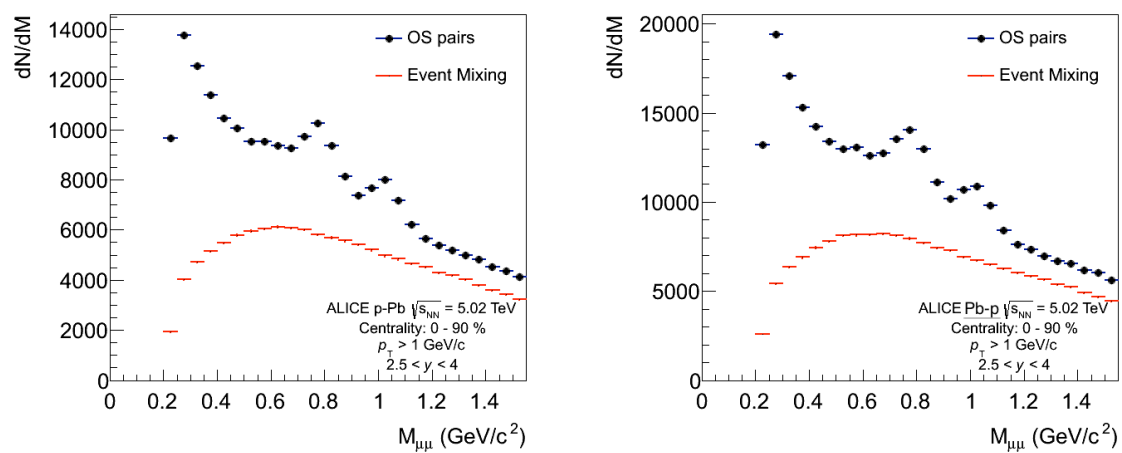


FIGURE 4.15 — Spectres en masse invariante en collisions p-Pb (gauche) et Pb-p (droite) à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV ; données brutes (ronds noirs) et estimation du bruit de fond combinatoire par la technique du mélange d'événements (ligne rouge).



# Le futur de la physique des muons : le Muon Forward Tracker

---

## Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Limitations du spectromètre à muons</b>	<b>82</b>
5.1.1	Les saveurs lourdes ouvertes	82
5.1.2	Les charmonia	83
5.1.3	Les mésons vecteurs de basse masse	84
<b>5.2</b>	<b>Le Muon Forward Tracker</b>	<b>85</b>
5.2.1	Apports du MFT pour la physique des muons dans ALICE	86
5.2.2	Description de l'appareillage	88
5.2.3	Le capteur CMOS MAPS	90
5.2.4	Intégration dans ALICE	93
<b>5.3</b>	<b>Simulation des performances</b>	<b>99</b>
5.3.1	Performances globales	100
5.3.2	Les saveurs lourdes ouvertes	103
5.3.3	Les charmonia	105
5.3.4	Les mésons vecteurs de basse masse	115
<b>5.4</b>	<b>Comparaisons avec les autres expériences du LHC et l'amélioration de ALICE</b>	<b>120</b>
<b>5.5</b>	<b>Conclusions</b>	<b>125</b>

---

Le projet MFT a fait l'objet d'une lettre d'intention soumise à la collaboration ALICE au début 2013. L'ensemble de ce travail a été réalisé par la collaboration ALICE-MFT que je coordonne depuis 2011. Les détails de toutes les études présentées ici peuvent être trouvés dans la lettre d'intention [73]. Le projet a été approuvé lors d'une réunion du conseil de la collaboration ALICE le 21 mars 2013. Un addendum à la lettre d'intention ALICE [74], soumis au LHCC, a été approuvé lors de sa session de Septembre 2013. La prochaine étape consiste en la production du Technical Design Report à l'automne 2014.

## 5.1 Limitations du spectromètre à muons

Le spectromètre à muons actuel, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, détecte les muons dans une acceptance en pseudo-rapacité de  $-4 < \eta < -2.5$ . L'identification des muons, et donc la suppression des hadrons, est assurée par la présence de l'absorbeur hadronique. Cet absorbeur est composé de plusieurs sections de différents matériaux (carbone, ciment, acier, tungstène) entre les coordonnées  $z = -0.9$  m et  $z = -5.03$  m. La quantité de matière correspond à dix longueurs de radiation ( $60 X_0$ ), fournissant ainsi une excellente identification des muons ayant une impulsion supérieure à 4 GeV/c ( $p_T \gtrsim 0.5$  GeV/c). Les muons traversant l'absorbeur subissent une importante perte d'énergie par interactions multiples induisant, lors de l'extrapolation de la trajectoire des muons détectés, une erreur importante sur la détermination de leur cinématique au point d'interaction. Ceci a pour effet d'imposer un certain nombre de limitations sur les performances du spectromètre que nous allons décrire ci-dessous pour trois études de physique.

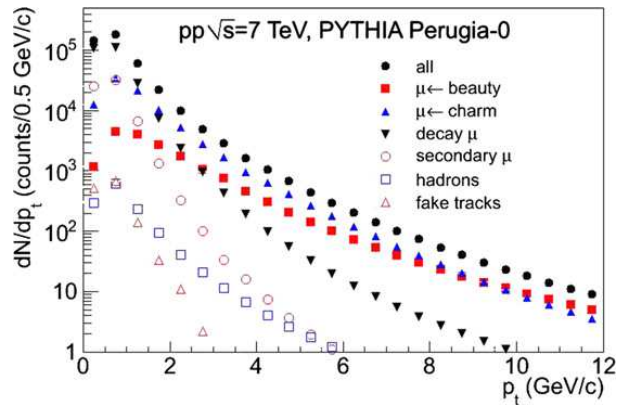
### 5.1.1 Les saveurs lourdes ouvertes

L'étude des saveurs lourdes ouvertes utilisant le spectromètre à muons est basée sur l'extraction de la contribution des saveurs lourdes à la distribution en  $p_T$  des muons simples. Les analyses actuelles souffrent d'un certain nombre de limitations.

La première que nous pouvons citer ici est le fait que la mesure des saveurs lourdes en muon simple est inclusive. A cause de la présence de l'absorbeur hadronique, il n'est pas possible de séparer les muons provenant de hadrons charmés ( $c\tau \sim 150$   $\mu\text{m}$ ) de ceux provenant des hadrons beaux ( $c\tau \sim 500$   $\mu\text{m}$ ). Cette séparation n'est possible qu'avec la mesure du point de production du muon, chose qui est rendue impossible par la présence de l'absorbeur hadronique. Il n'est donc ainsi pas possible de mesurer les sections efficaces de production du charme et de la beauté séparément avec le spectromètre actuel.

La seconde limitation est induite par le très fort taux de muons provenant de la décroissance des pions et kaons. En collisions  $pp$ , la contribution de ces muons de décroissance devient la composante principale dans la distribution pour  $p_T \lesssim 2$  GeV/c [75] (FIGURE 5.1). La soustraction de la contribution de ce bruit de fond au spectre en  $p_T$  est

FIGURE 5.1 — Distributions en  $p_T$  des muons reconstruits par le spectromètre à muons obtenues par simulation de collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV avec PYTHIA. Figure extraite de la référence [75].





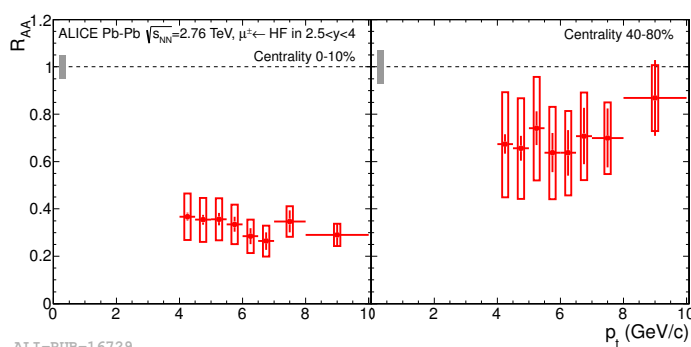


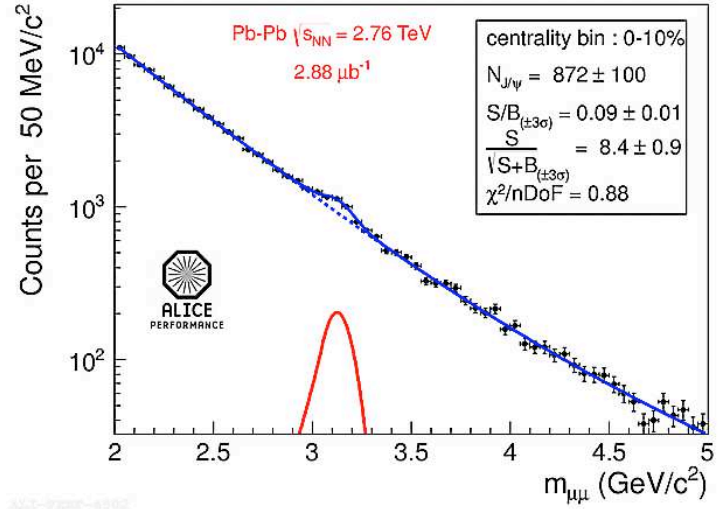
FIGURE 5.2 —  $R_{AA}$  des muons issus des saveurs lourdes ouvertes en fonction de  $p_T$  pour deux classes en centralité en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. Les barres verticales représentent les erreurs statistiques et les carrés les erreurs systématiques. Figure extraite de la référence [76].

faite par l'utilisation de génération Monte Carlo. L'erreur systématique provenant de cette soustraction varie de 5 à 35 % suivant le domaine de  $p_T$  considéré. En collisions Pb–Pb, le constat est le même qu'en collisions  $pp$  avec un bémol supplémentaire concernant le domaine en  $p_T$  accessible. En effet, la haute multiplicité de particules issues des collisions Pb–Pb induit des taux plus importants de muons provenant de la décroissance des pions et kaons. De fait, la contribution du bruit de fond devient dominante pour  $p_T \lesssim 4$  GeV/c. L'extraction du rapport de modification nucléaire  $R_{AA}$  est ainsi limitée à haute impulsion transverse  $p_T > 4$  GeV/c (FIGURE 5.2). Dans cette analyse l'erreur systématique dépasse largement l'erreur statistique. Aucune amélioration du résultat n'est donc envisageable sans un changement instrumental. La part de l'erreur systématique due à la présence importante de muons provenant de pions et kaons est de l'ordre de 80 à 90 % de l'erreur systématique totale. Il est clair qu'une réduction drastique du bruit de fond améliorera grandement la sensibilité de l'expérience ALICE pour l'étude des saveurs lourdes ouvertes dans le canal muonique.

### 5.1.2 Les charmonia

L'étude des charmonia ( $J/\psi$  et  $\psi'$ ) avec le spectromètre à muons actuel se fait par l'étude du spectre en masse invariante dimuon. Comme dans le cas des saveurs lourdes deux limitations principales existent dues aux mêmes causes que sont ; une forte contamination du spectre en masse par un bruit de fond provenant de muons de décroissance de pions et kaons et une méconnaissance de la cinématique des muons au vertex. Afin de construire le spectre en masse invariante, il est indispensable de faire toutes les associations combinatoires des muons détectés par le spectromètre du fait que nous ne savons pas a priori l'origine des muons détectés. En collisions Pb–Pb et principalement dans les collisions les plus centrales, la multiplicité de muons par événement peut atteindre plusieurs dizaines, avec une majorité de muons provenant de la décroissance de pions et kaons, créant ainsi un fort taux de bruit de fond dit combinatoire. Ceci est illustré par la FIGURE 5.3. Nous voyons que le rapport signal sur bruit (S/B) pour le  $J/\psi$  est de l'ordre de 9 % pour les collisions les plus centrales. Le  $\psi'$  n'est pas détectable dans ces mêmes conditions. Néanmoins, le rapport S/B pour le  $\psi'$  a été estimé en simulation à près de 0.2 % pour les collisions centrales, rendant une mesure de son taux de production très délicate voire impossible en collisions Pb–Pb centrales.

FIGURE 5.3 — Spectre en masse invariante dimuon dans la région des charmonia en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV pour les 10 % les plus centrales.



Comme nous l'avons dit précédemment, la présence de l'absorbeur hadronique ne permet pas de déterminer le point de création des muons. Il est ainsi impossible de séparer les  $J/\psi$  dits « prompt » provenant de vertex d'interaction primaire et les  $J/\psi$  dits « décalés » provenant de la décroissance de hadrons beaux. Les mesures actuelles faites avec le spectromètre à muons ne sont donc que des mesures de production inclusives de  $J/\psi$ . La contribution provenant de la décroissance des hadrons beaux est de l'ordre de 10–15 %. Ceci a un effet sur les observables pouvant être extraites et leur interprétation. Prenons en exemple la mesure du flot du  $J/\psi$  [29]. Cette mesure étant inclusive, nous ne savons pas a priori si le flot mesuré est déterminé par celui des  $J/\psi$  prompts et donc relié au flot du charme dans le milieu ou s'il est dominé par le flot des  $J/\psi$  décalés et ainsi relié au flot de la beauté.

### 5.1.3 Les mésons vecteurs de basse masse

Dans la région des basses masses, une multitude de sources contribuent au spectre en masse invariante. Une grande partie du travail d'analyse consiste en l'ajustement en collisions  $pp$  d'un générateur communément appelé « cocktail hadronique ». Comme le montre la FIGURE 5.4-gauche, un cocktail, incluant les décroissances di-muoniques et Dalitz des mésons  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$  et la contribution du charme ouvert, reproduit parfaitement les données expérimentales en collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV [66].

Les effets de milieu induits par la présence d'un milieu chaud et dense doivent se caractériser de deux manières : la modification des fonctions spectrales des mésons vecteurs de temps de vie court (comme le méson  $\rho$ ) et la présence d'une contribution dimuon supplémentaire provenant de la radiation du QGP [77,78]. Il est donc important, afin d'étudier en détail ces deux contributions, d'avoir une très bonne résolution en masse invariante permettant de soustraire précisément les contributions des mésons  $\eta$ ,  $\eta'$ ,  $\omega$  et  $\phi$  de moindre intérêt pour l'étude des effets de milieu. Comme le montre la FIGURE 5.4-gauche, la résolution en masse du spectromètre à muons actuel est limitée (de l'ordre de

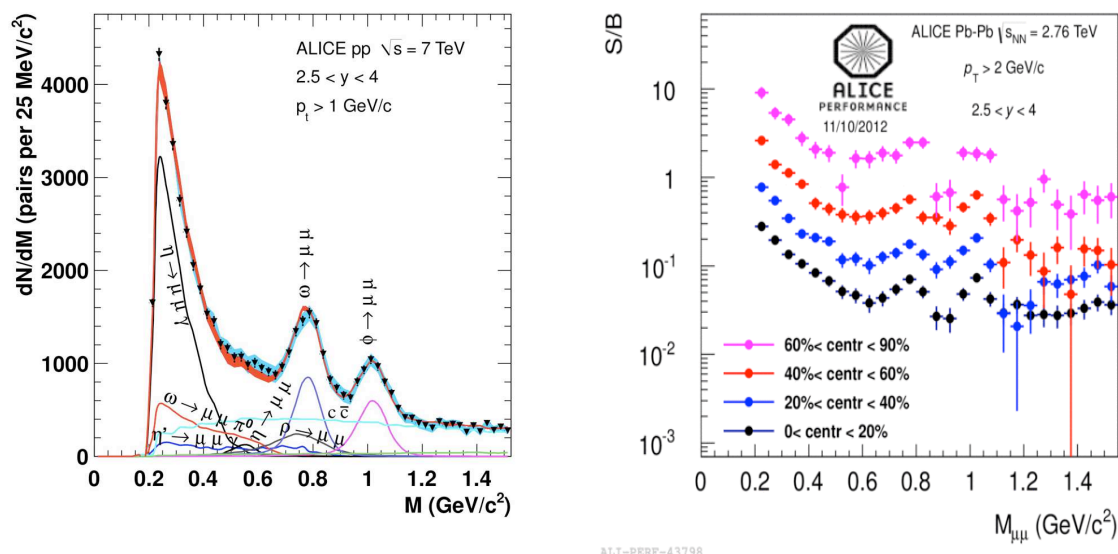


FIGURE 5.4 – Spectre en masse invariante obtenu en collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 7$  TeV dans la région des basses masses ( $M < 1.5$  GeV/ $c^2$ ), les données (triangles noirs) sont ajustées par une superposition de sources hadroniques [66] (gauche). Rapport signal sur bruit (S/B) dans la région des basses masses pour quatre tranches en centralité en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV (droite).

60 MeV/ $c^2$  au niveau du  $\phi$ ) rendant délicate voir impossible l'étude des effets de milieu. Cette limitation provient de l'incertitude importante sur l'angle d'ouverture entre les deux muons du fait de la méconnaissance de leur cinématique au point d'interaction.

La seconde limitation est comme dans les deux cas précédents due à un très fort bruit de fond combinatoire provenant de la grande multiplicité de muons issus de la décroissance des pions et kaons. Ceci donne un rapport S/B au niveau de quelque  $10^{-2}$  pour les collisions Pb–Pb les plus centrales (FIGURE 5.4-droite). Ainsi une forte contribution à l'erreur systématique provient de la soustraction du bruit de fond.

## 5.2 Le Muon Forward Tracker

Dans le contexte présenté au paragraphe précédent, la communauté ALICE-Muon propose l'ajout d'un trajectographe interne en amont de l'absorbeur hadronique, afin de surmonter les limitations du spectromètre actuel et de développer les capacités uniques de l'expérience ALICE d'étudier les sondes muoniques du QGP à grande rapidité. Ce projet nommé Muon Forward Tracker (MFT), s'inscrit dans le cadre des améliorations de l'expérience ALICE devant être installées durant le « Long Shutdown 2 » (LS2) du LHC prévu pour 2018. L'amélioration des détecteurs existants couplée au développement d'un nouveau trajectographe interne (ITS) ont été présentés et approuvés par le LHC Committee (LHCC) en septembre 2012 [79].

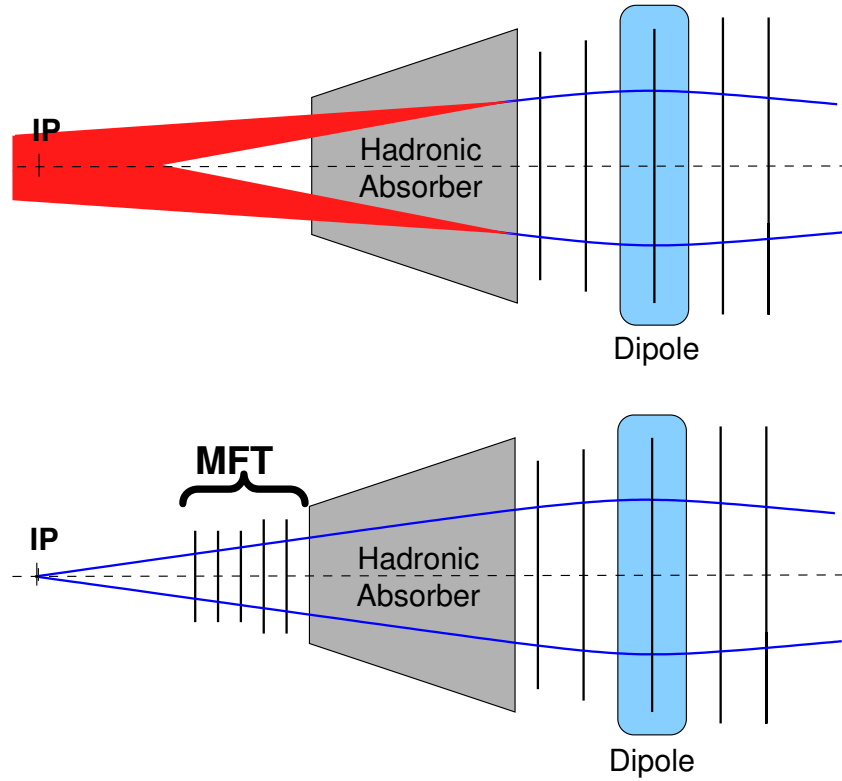


FIGURE 5.5 — Schémas de principe de la trajectographie du spectromètre à muons seul (haut). La présence de l'absorbeur hadronique induit une incertitude sur la cinématique du muon en propageant sa trajectoire vers l'IP à travers l'absorbeur (zone rouge). La concordance des informations provenant du spectromètre et du MFT (bas) permet de s'affranchir de ce problème.

### 5.2.1 Apports du MFT pour la physique des muons dans ALICE

Le MFT proposé est constitué de cinq plans de détecteurs en pixels de silicium couvrant l'acceptance du spectromètre à muons ( $-4 < \eta < -2.5$ ) et installés entre le point d'interaction et l'absorbeur hadronique. L'idée sous-jacente est de mettre en concordance les trajectoires des muons mesurées dans le spectromètre avec leurs trajectoires mesurées dans le MFT. Le MFT étant installé avant l'absorbeur hadronique, les trajectoires des muons le traversant ne sont pas perturbées contrairement aux trajectoires mesurées par le spectromètre. En effet, la forte épaisseur de matière de l'absorbeur ( $60 X_0$ ) induit une perte d'énergie par collision multiple dégradant la cinématique des muons détectés. La conséquence est une méconnaissance des variables cinématiques du muon détecté au niveau du point d'interaction (FIGURE 5.5-haut). L'ajout du MFT fournit alors une mesure précise de la trajectoire du muon avant qu'il n'ait traversé l'absorbeur, permettant ainsi une mesure précise de sa cinématique au niveau de l'IP (FIGURE 5.5-bas).

Le MFT donnera ainsi accès à la mesure de la provenance des muons, et permettra d'identifier les vertex secondaires. Nous pouvons ici mentionner quelques études rendues possibles : séparation des  $J/\psi$  provenant de la décroissance de hadrons beaux des  $J/\psi$

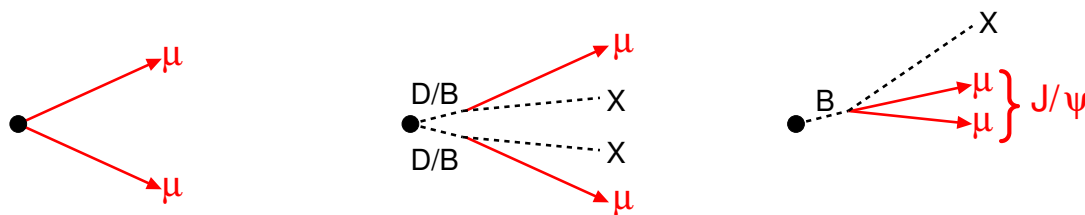


FIGURE 5.6 — Vues schématiques de trois événements dimuons différents ; dimuon prompt (gauche) ; dimuon issu de désintégrations de hadrons charmés ou beaux (centre) ; dimuon provenant de la désintégration d'un hadron beau en  $J/\psi$  (droite).

prompts ; séparation des contributions du charme et de la beauté ouverte dans les distributions de muons simples et des dimuons (voir FIGURE 5.6).

Une meilleure résolution en masse invariante dimuon est également à prévoir. En effet, nous pouvons rappeler ici qu'en première approximation aux petits angles, la masse invariante dimuon est donnée par :  $M_{\mu\mu} \simeq \sqrt{p_1 p_2 \theta_{12}^2}$  où  $p_1$  et  $p_2$  sont les impulsions des deux muons et  $\theta_{12}$  l'angle d'ouverture entre les deux muons. Le MFT ne participera pas à la mesure de l'impulsion. Le champ magnétique dans cette zone étant dirigé selon l'axe du faisceau, les trajectoires des muons dans le MFT seront presque droites, seule une légère déviation dans le plan  $r - \phi$  sera présente. Grâce à son excellente résolution de pointage, le MFT permettra de déterminer avec précision l'angle d'ouverture entre les deux muons. L'incertitude sur la masse invariante provenant de l'incertitude sur l'angle d'ouverture sera alors réduite en comparaison de celle provenant du spectromètre à muons. L'erreur angulaire est dominante par rapport à l'erreur sur les impulsions pour les faibles masses invariantes ( $M_{\mu\mu} \lesssim 1.5 \text{ GeV}/c^2$ ) car les  $p_T$  des muons sont faibles ( $p_T \sim 1 \text{ GeV}/c$ ). Ceci devient l'inverse pour les masses invariantes plus élevées pour lesquelles les  $p_T$  des muons sont plus importants.

Finalement, la dernière amélioration induite par la présence du MFT est la réduction du bruit de fond provenant principalement de la désintégration semi-muonique de mésons légers, essentiellement des pions et kaons produits en grand nombre dans les collisions d'ions lourds. La FIGURE 5.7 montre schématiquement les quatre grandes familles de contributions au bruit de fond observé dans le spectromètre à muons. Une grande partie du bruit de fond peut-être supprimée en effectuant la concordance entre la trajectoire du muon dans le spectromètre et une trajectoire dans le MFT. En effet, nous pouvons voir que dans le cas de muons issus du bruit de fond, la concordance sera en moyenne de moindre qualité pour des muons issus de la désintégration de pions ou kaons que des muons provenant de la zone d'interaction. Ceci est bien entendu vrai si le pion ou le kaon se désintègre dans ou après le MFT. Un muon issu d'un pion se désintégrant proche de la zone d'interaction aura les mêmes caractéristiques de concordance qu'un muon prompt.

Nous venons de voir que l'ajout d'un trajectographe de haute précision permet de répondre aux trois limitations majeures du spectromètre à muons. En résumé le MFT

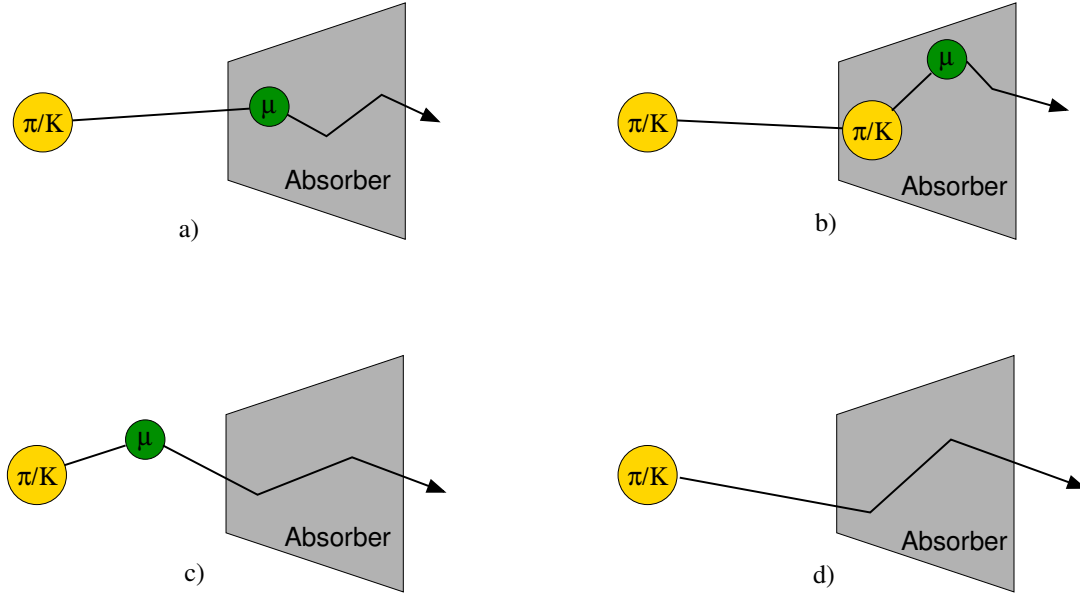


FIGURE 5.7 — Vues schématiques des quatre contributions principales au bruit de fond dans le spectromètre à muons ; (a) muons issus de désintégrations de  $\pi/K$  dans l'absorber ; (b) muons issus de désintégrations de  $\pi/K$  secondaires dans l'absorber ; (c) muons issus de désintégrations de  $\pi/K$  avant l'absorber ; (d) hadrons ayant pu traverser l'absorber.

apportera à la physique muons dans ALICE, une réduction du bruit de fond, une amélioration de la résolution en masse pour des basses masses invariantes et la possibilité de déterminer la provenance des muons et ainsi séparer les différentes contributions physiques.

### 5.2.2 Description de l'appareillage

Dans sa configuration actuelle, le MFT est composé de cinq plans de détection, couverts de capteurs CMOS (FIGURE 5.8). Les plans sont placés entre le trajectographe interne (ITS) et l'absorber hadronique à des positions selon l'axe du faisceau allant de  $z = -50$  cm à  $z = -76$  cm. Les rayons internes des plans sont imposés par les dimensions du tube faisceau, les rayons externes ont été choisis pour obtenir un angle polaire de détection maximal correspondant à celui du spectromètre à muons, soit  $\sim 10^\circ$  (TABLEAU 5.1). Au final, la couverture angulaire du MFT est de  $3^\circ$  à  $10^\circ$ . Comme nous l'avons vu au Chapitre 3, l'ouverture angulaire du spectromètre à muons est de  $2^\circ$  à  $\sim 10^\circ$ . La couverture par le MFT d'un angle inférieur à  $3^\circ$  est rendue très compliquée par la présence du tube de l'accélérateur ainsi que du système de brides et soufflets nécessaires à la jonction entre les différentes parties de la chambre à vide. Nous montrons en détails les contraintes d'intégration dues à la présence du tube de l'accélérateur au paragraphe 5.2.4.

La taille envisagée des pixels est de  $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ . Nous verrons dans le paragraphe suivant que cette taille est le minimum imposé par les développements du capteur. Dans les simulations du MFT, la quantité de matière par plan a été fixé à 0.4 % de  $X_0$ ,

l'objectif affiché des R&D étant d'arriver à une quantité de matière de 0.3 % de  $X_0$  par plan de détection.

TABLEAU 5.1 — Dimensions et positions des plans du MFT.

Plan	Rayon Int. (cm)	Rayon Ext. (cm)	Position z (cm)	Taille Pixel ( $\mu\text{m}$ )	Epaisseur (% of $X_0$ )
1	2.5	11.0	-50	25	0.4
2	2.5	12.3	-58		
3	3.0	13.7	-66		
4	3.5	14.6	-72		
5	3.5	15.5	-76		

Chacun des plans est instrumenté sur ses deux faces. En effet, comme nous le verrons dans la prochaine section, le capteur CMOS est composé d'une zone de détection active et d'une zone insensible dédiée à l'électronique de lecture. Afin d'avoir des plans hermétiques, sans zone morte, les capteurs sont installés en quinconce entre les deux faces, la zone insensible d'une face étant couverte par la zone sensible de l'autre face (voir FIGURE 5.9). La surface totale à couvrir de senseurs CMOS est ainsi de l'ordre de 2700 cm<sup>2</sup>.

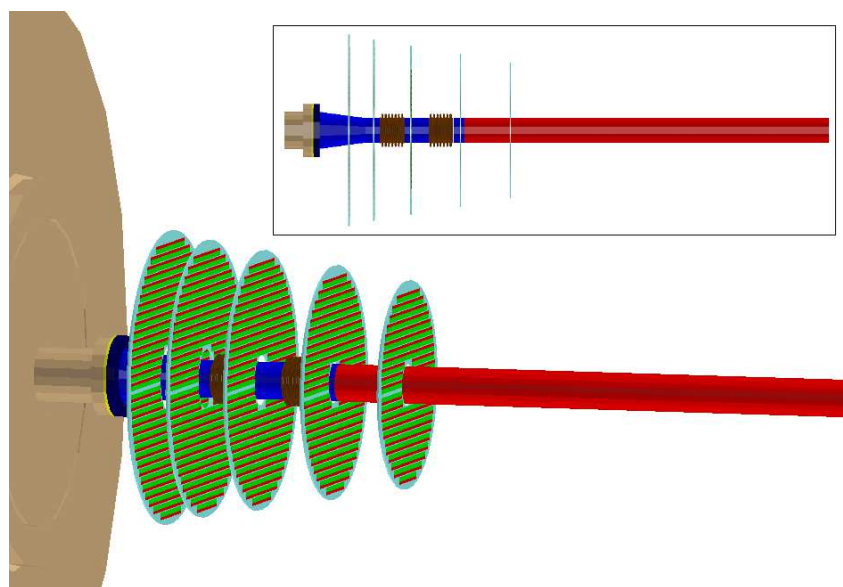


FIGURE 5.8 — Vue 3D des cinq plans du MFT incluant le tube faisceau. Les plans MFT sont couverts de senseurs CMOS ayant une zone de détection active (vert) et une zone inactive correspondant à l'électronique de lecture (rouge). Le tube faisceau est composé de sections en Béryllium (rouge) et Aluminium (bleue) liées par des soufflets en Aluminium (marron), le tout connecté au tube inox provenant de l'absorbeur.



Dans les paragraphes suivants, nous donnons des détails supplémentaires sur le capteur CMOS et sa conception, ainsi que sur l'intégration au sein de l'environnement très encombré de l'expérience ALICE.

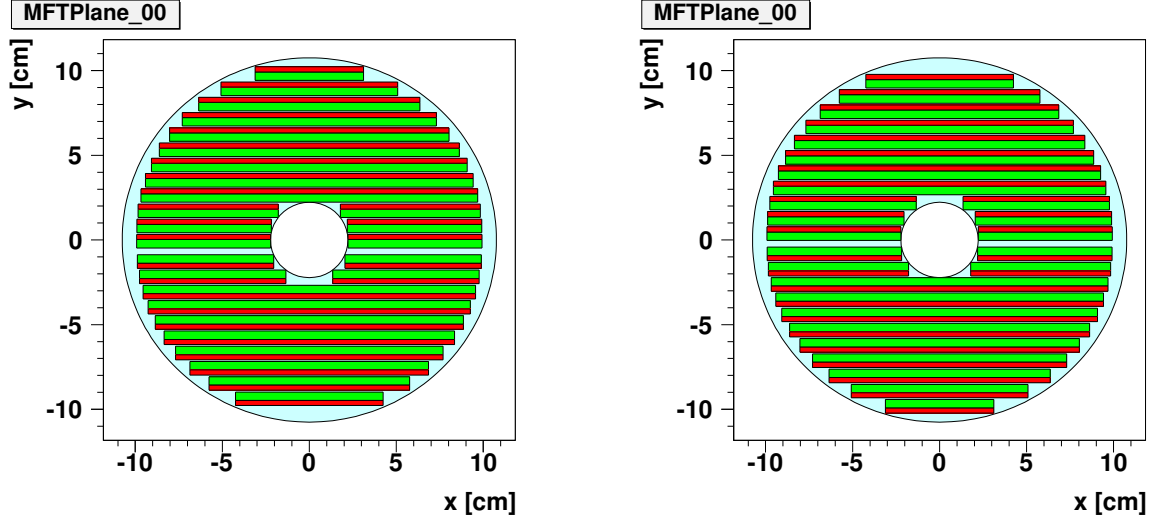


FIGURE 5.9 — Arrangement des zones actives (larges bandes vertes) et des zones de l'électronique de lecture (fines bandes rouges) pour la face avant d'un plan (gauche) et la face arrière d'un plan (droite).

### 5.2.3 Le capteur CMOS MAPS

Afin de remplir les fonctions nécessaires pour dépasser les limitations du spectromètre à muons actuel, le MFT se doit d'avoir une résolution de pointage suffisante à la reconstruction des trajectoires des muons pour déterminer précisément leur point de création. Ceci impose d'avoir un détecteur de grande granularité mais également très fin pour présenter aux particules le traversant un quantité de matière réduit. Après LS2, le LHC fonctionnera en mode « haute luminosité ». Le taux de collisions attendu est de 50 kHz et de plusieurs MHz en mode Pb–Pb et  $pp$  respectivement. Par conséquent, cette luminosité impose d'avoir un détecteur rapide, pour minimiser le taux d'empilement d'événements et tolérant aux radiations afin d'assurer une efficacité optimale et constante pour une longue période de prise de données. Enfin le détecteur étant dans une zone très encombrée d'autres détecteurs, celui-ci doit produire un minimum de chaleur et donc avoir une consommation électrique la plus faible possible. La technologie CMOS Monolithic Active Sensors (MAPS) fournit un compromis intéressant entre la granularité, la quantité de matière, la vitesse de lecture, la tolérance aux radiations et la puissance consommée. Cette technologie a été choisie pour équiper le détecteur à pixel PXL de l'expérience STAR [80] et est une technologie envisagée pour la réalisation du nouveau trajectographe interne (nouvel ITS) de l'expérience ALICE [81]. Finalement les CMOS offrent un dernier avantage. En effet, le processus de fabrication CMOS étant couramment disponible dans diverses entreprises produisant des micro-circuits, le coût de fabrication reste abordable.

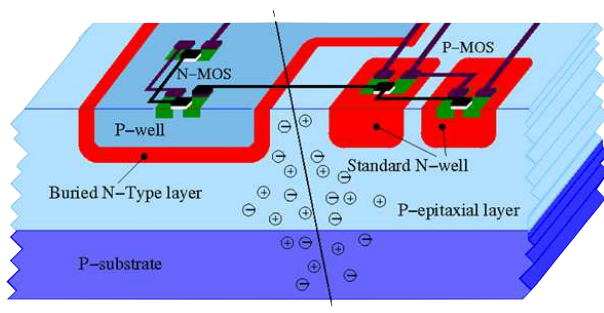


FIGURE 5.10 – Schéma de principe d'un capteur CMOS.

La spécificité des MAPS comparée aux autres technologies de détecteurs à pixels comme les détecteurs dits « hybrides » est que le volume sensible et son électronique de lecture sont intégrés dans le même substrat de Silicium. Les senseurs peuvent alors être amincis à environ  $50\ \mu\text{m}$ , réduisant ainsi la quantité de matière du détecteur. Les charges générées par une particule dans la couche épitaxiée, d'une épaisseur typique de  $5\ \text{à}\ 20\ \mu\text{m}$ , sont collectées via diffusion thermique par des diodes N-well/P-epi (FIGURE 5.10). Les charges sont alors converties en signal pouvant alors être traité par l'électronique de lecture intégrée au senseur.

L'architecture du capteur proposé pour le MFT est basée sur celle du senseur MI-MOSA26 [82]. Le capteur CMOS-MAPS est composé d'une partie sensible et d'une partie dédiée à l'électronique de lecture (FIGURE 5.11). Les pixels de la zone active sont arrangés en 200 lignes et  $N$  colonnes, le nombre de colonnes n'est pas encore fixé. La lecture se fait suivant un mode dit « rolling shutter », ce qui correspond à la lecture en boucle ligne à ligne. Les signaux analogiques provenant de la collection de charges dans les pixels sont conduits en bas de colonne vers un premier étage composé de discriminateurs (un discriminateur par colonne). Les signaux ainsi digitalisés passent par une étape dite de « suppression de zéro » permettant de réduire l'information à transmettre au système d'acquisition. Ainsi seule l'information des pixels touchés est transmise. Les blocs suivants sont en charge du stockage temporaire des données avant leurs envois vers le système d'acquisition central. Le TABLEAU 5.2 résume les spécifications requises pour le CMOS-MAPS dédié au projet MFT.

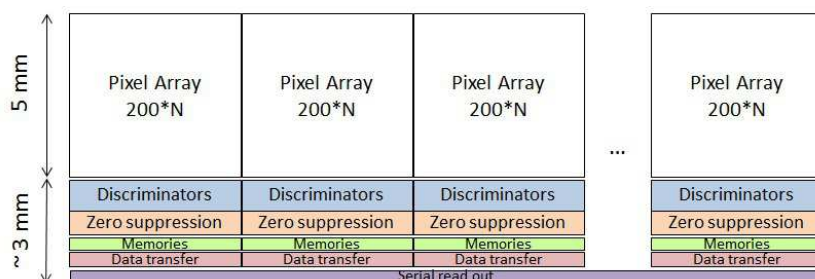


FIGURE 5.11 – Vue schématique par bloc de fonctionnalité du capteur CMOS-MAPS.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les taux d'interactions disponibles au LHC dans la phase 1 (après LS2) sera de  $50\ \text{kHz}$  et  $2\ \text{MHz}$  en collisions Pb–Pb et

TABEAU 5.2 — Spécifications principales du capteur CMOS-MAPS devant équiper le MFT.

Parameter	Value
Spatial resolution	$< 5 \mu\text{m}$
Pixel pitch	$\sim 25 \mu\text{m}$
Detection efficiency	99.9 %
Readout Time	$< 25 \mu\text{s}$
Material budget per plane	$< 0.4\% x/X_0$
Binary outputs	1-bit
Power dissipation	$\sim 0.3 \text{ W/cm}^2$
Radiation Tolerance	$\sim O(10^{12}) \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$
10-years operation	$\sim O(800) \text{ kRad}$

$pp$  respectivement. L'architecture actuelle permet une vitesse de lecture de l'ordre de  $25 \mu\text{s}/\text{image}$ <sup>1</sup>. Si le temps de lecture d'une image est trop lent, nous risquons de voir les signaux de plusieurs collisions se superposer dans les détecteurs CMOS. Cet effet est appelé effet d'empilement. Il est donc important de réduire autant que possible le temps de lecture par image pour minimiser cet effet d'empilement. La FIGURE 5.12 présente trois

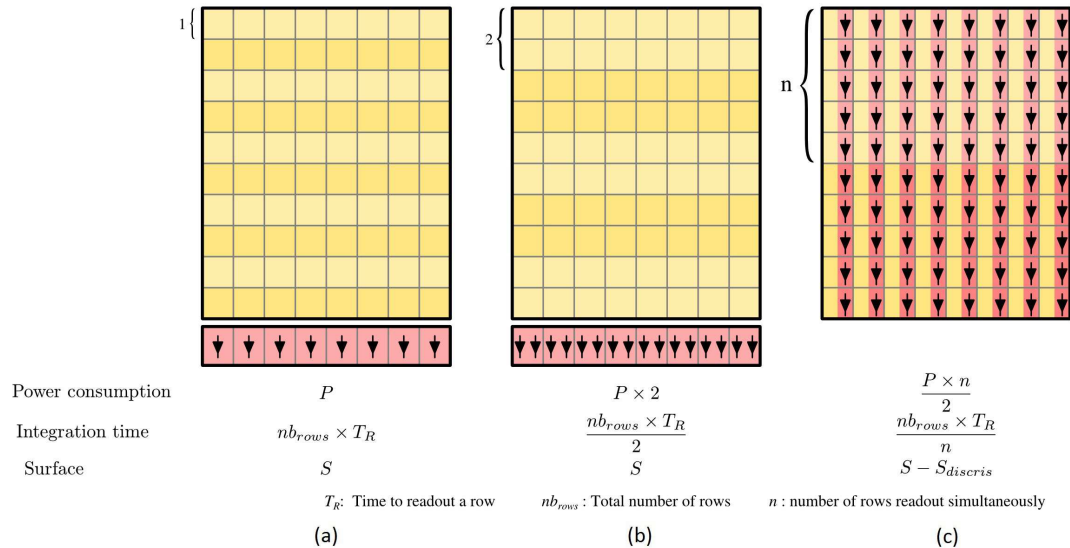


FIGURE 5.12 — Différentes options pour l'architecture de lecture du capteur CMOS-MAPS (voir le texte pour les détails).

options envisagées de l'architecture de lecture afin d'optimiser la vitesse de lecture tout en gardant la consommation électrique au plus bas. L'option (a) correspond à l'architecture du capteur MIMOSA26 avec un discriminateur par colonne. Comme nous l'avons montré

1. Une image correspond à la lecture de toutes les lignes composant une matrice de pixels

précédemment, cette architecture permet une lecture ligne à ligne de la matrice de pixels. L'option (b) consiste à positionner deux discriminateurs par colonne. Il est alors possible de lire deux lignes en parallèle. Le temps de lecture est alors divisé par deux, mais au coût d'une consommation électrique également doublée. La troisième option (c) est plus ambitieuse puisqu'ici un discriminateur est implanté dans chaque pixel. Il en résulte qu'en théorie un nombre illimité de lignes peuvent être lues en parallèle, mais ici le nombre doit être choisi afin de trouver le meilleur compromis entre vitesse de lecture et consommation. La consommation de puissance dans ce cas est réduite car les données à transmettre entre le pixel et le bas de la colonne ne sont plus des signaux analogiques comme dans les cas (a) ou (b), mais des signaux digitaux. Un avantage supplémentaire de cette option provient du fait que la zone inactive de discriminateurs en bas de capteur disparaît, augmentant ainsi le rapport surface active sur surface inactive.

Une R&D active est déjà en cours concernant le capteur CMOS-MAPS. En effet comme mentionné plus haut, le CMOS-MAPS est également la solution envisagée pour le nouvel ITS de l'expérience ALICE. L'équipe du CEA-IRFU, chargée de la conception du capteur pour le projet MFT, collabore ainsi activement avec les équipes du CERN, du RAL-Oxford et de l'IPHC-Strasbourg pour la R&D des CMOS-MAPS. Cette collaboration permet de réduire les coûts de développement mais également d'optimiser la main d'œuvre disponible dans les différents laboratoires pour mener à bien ce développement. Il est prévu une série de plusieurs prototypes permettant d'explorer les différentes options en vue d'une production de série en 2015–2016. Le processus industriel choisi est celui de Tower Jazz 0.18  $\mu\text{m}$ , offrant des caractéristiques intéressantes (taille de pixel, types de transistor pour les amplificateurs, haute résistivité de la couche épitaxiée, etc). Un premier prototype – nommé MIMOSA32 – a été soumis fin 2011 et reçu au printemps 2012. Les premiers tests en laboratoire utilisant une source de  $^{55}\text{Fe}$  et en faisceau ont montré une très bonne efficacité de collection de charge, le pixel touché par la particule incidente collectant environ 40 % de la charge et la totalité de la charge étant collectée dans un cluster de 6 pixels. L'efficacité de détection est alors de 99.9 %. Les tests ont également montré un faible niveau de bruit, de l'ordre de 20  $e^-$ . Un certain nombre de capteurs ont été soumis à des radiations ionisantes et non-ionisantes à un niveau de 1 Mrad et  $10^{13}$   $n_{\text{eq}}/\text{cm}^2/\text{s}$ . L'efficacité et le bruit des capteurs irradiés ont été mesurés à 97.7–99.6 % et 25–31  $e^-$  respectivement. Ces résultats sont très encourageants en ce qui concerne la tenue aux radiations de cette technologie.

#### 5.2.4 Intégration dans ALICE

L'intégration du MFT concerne divers aspects. Elle concerne bien entendu l'intégration mécanique vis à vis des autres détecteurs environnant, à laquelle il faut ajouter l'interaction avec le tube faisceau qui est particulier dans cette zone. Comme nous le verrons plus tard, le MFT se situe dans une zone très encombrée. Il n'est donc pas permis que la puissance dissipée par le détecteur se propage vers les détecteurs voisins. Un système de refroidissement perfectionné est donc nécessaire. Finalement, l'architecture de lecture et d'acquisition des données issues du MFT doit s'intégrer avec le système d'acquisition de

l'expérience ALICE.

#### 5.2.4.1 Intégration mécanique

L'intégration mécanique dans l'expérience ALICE n'est pas aisée. En effet, la zone disponible entre l'ITS et l'absorbeur est très réduite comme le montre la FIGURE 5.13. Il est envisagé qu'une cage support (support violet sur la FIGURE 5.13) de tous les détecteurs de trajectographie interne (inner et outer layers de l'ITS et le MFT) soit fixée à la TPC. La TPC fournit ainsi la référence absolue du positionnement du trajectographe interne. A l'intérieur de cette cage support, un système de trois cages concentriques (une pour chaque système) se glisseront. Cette cage de support est également utilisée pour soutenir le tube faisceau, ceci assurant ainsi le positionnement absolu du tube par rapport à tout le système de trajectographie de l'expérience ALICE.

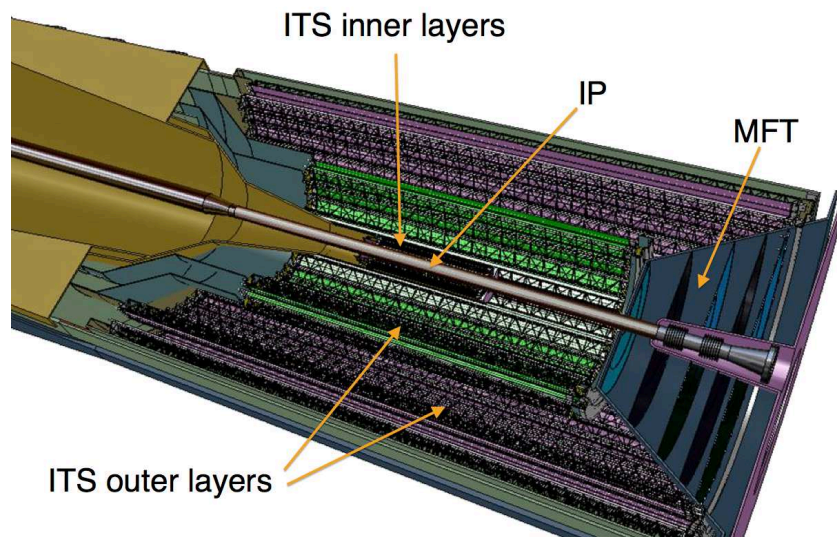


FIGURE 5.13 — Vue selon une coupe horizontale des détecteurs de trajectographie interne (ITS et MFT).

Le MFT est composé comme suit : les CMOS-MAPS sont installés sur des échelles, une série d'échelles est utilisée pour confectionner un demi-plan, les dix demi-plans sont installés dans deux boîtes (haut et bas), ces deux boîtes forment alors le MFT dans son ensemble. La FIGURE 5.14 montre une vue schématique d'une de ces boîtes, contenant les cinq demi-plans. Chacune de ces boîtes est hermétiquement close par des films de kapton afin d'optimiser le refroidissement. Les échelles ont pour fonction le support des capteurs, mais également l'apport des tensions d'alimentation et le transfert des données vers le système d'acquisition. Le circuit flexible est donc un sandwich de polyimide dans lequel sont noyées des pistes d'Aluminium. L'Aluminium a été choisi pour sa plus grande radio-transparence par rapport au Cuivre. La quantité de matière correspondant au système CMOS-MAPS et circuit flexible est de 0.14 % de  $X_0$ . La totalité du MFT nécessite la

construction de 586 échelles de cinq longueurs différentes (échelles composées de 1 à 5 capteurs CMOS-MAPS).

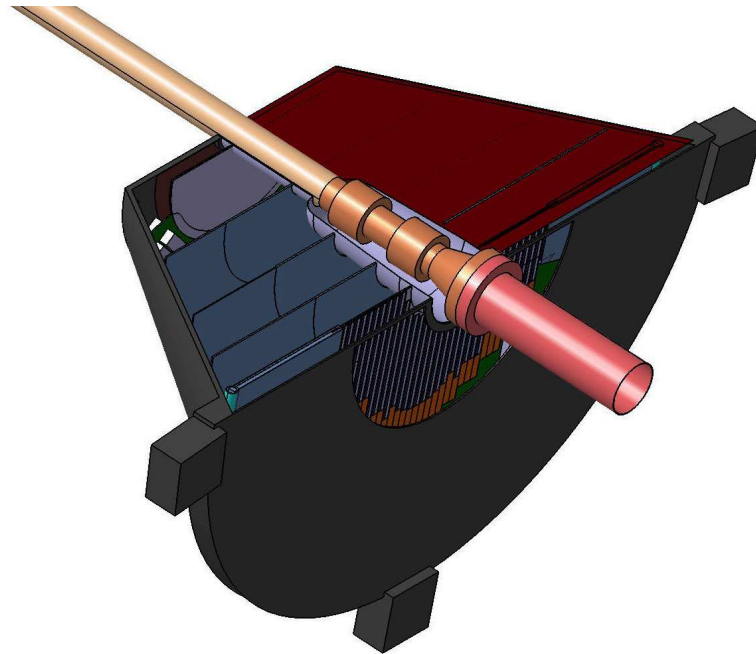


FIGURE 5.14 — Vue d'ensemble d'une boîte du MFT correspondant à la moitié du détecteur.

Ces échelles sont ensuite collées sur deux supports, l'un pour les capteurs faisant face à l'IP et l'autre pour la face opposée. Les contraintes concernant ce support sont : sa rigidité, sa radio-transparence, sa capacité à conduire la chaleur. Deux matériaux différents sont à l'étude, le Béryllium et la fibre de carbone. Pour ces deux matériaux, la quantité de matière finale pour un plan de détection serait de l'ordre de 0.38–0.40 % de  $X_0$  en supposant une épaisseur du support de 200  $\mu\text{m}$ . Les deux supports d'échelles d'un plan sont espacés de 2 mm afin de permettre de souffler entre les deux plans et ainsi augmenter l'efficacité du système de refroidissement. La FIGURE 5.15 montre un demi-plan du MFT et sa vue éclatée. Les deux supports d'échelles sont fixés sur un PCB assurant la rigidité mécanique du plan, sa fixation dans la boîte MFT. Ce PCB permet également la distribution des tensions d'alimentation, et le routage des signaux de sortie vers l'électronique de « Front End », nécessaire à la mise en forme des données avant leur envoi au système d'acquisition de l'expérience.

#### 5.2.4.2 Tube faisceau

L'expérience ALICE a demandé une réduction du diamètre du tube faisceau dans la région centrale afin de pouvoir installer une couche de pixels au plus proche du point d'interaction. Le diamètre sera donc réduit de 58 mm actuels à 38 mm. La définition du tube faisceau dans la zone du MFT est plus difficile. En effet, le tube Béryllium autour de la zone d'interaction doit se connecter avant l'absorbeur au tube en inox du reste



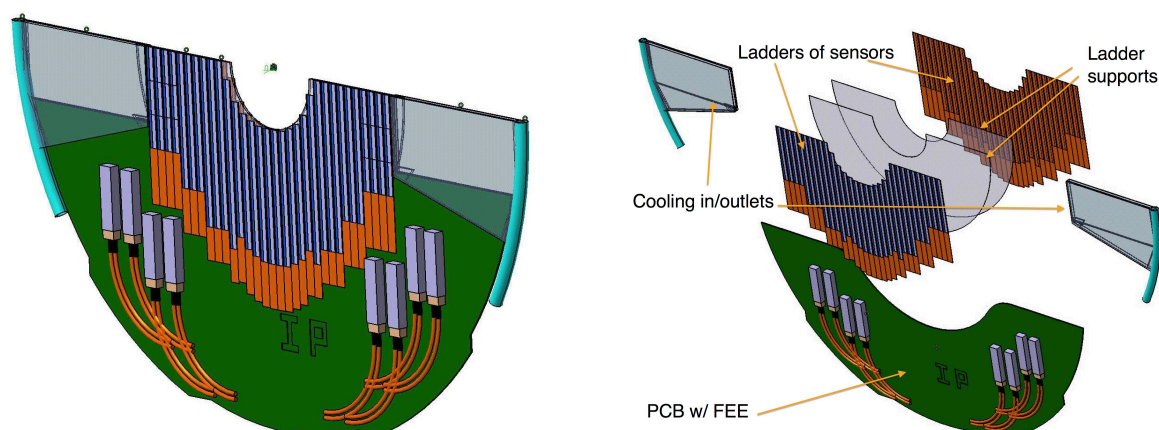


FIGURE 5.15 — Vue schématique (gauche) et sa vue éclatée (droite) d'un demi-plan de détection.

de l'accélérateur. Ceci impose plusieurs contraintes, comme nous pouvons le voir sur la FIGURE 5.16. Premièrement, la partie Béryllium est fixe par rapport aux détecteurs centraux d'ALICE, mais la partie Béryllium est fixée à l'absorbeur hadronique que nous savons bouger de quelques mm lorsque les champs magnétiques d'ALICE (le solénoïde et le dipôle) sont activés. Ainsi ces deux parties de tube sont mobiles l'une par rapport à l'autre ce qui impose la présence de soufflets pour encaisser les mouvements. Une contrainte supplémentaire est que le tube Béryllium doit être supporté par la cage de support des détecteurs centraux. Deux propositions sont actuellement à l'étude, un support conique du tube faisceau recouvrant la zone des soufflets (voir FIGURE 5.13) ou une barre support fixée à deux ailes hors de l'acceptance du MFT (voir FIGURE 5.17). Ces deux options ont chacune des avantages et des inconvénients. Une étude détaillée est en cours pour optimiser ces solutions et déterminer laquelle assure le maintien du tube tout en assurant au MFT la plus grande acceptance et le minimum de quantité de matière dans la zone de détection.

La deuxième contrainte provient de la différence des diamètres du tube inox et du nouveau tube Béryllium. Le passage d'un diamètre à un autre ne peut se faire de façon brusque pour ne pas induire des problèmes d'impédance au niveau du faisceau. Cela impose donc l'ajout d'une section conique ayant un angle d'ouverture maximal de  $15^\circ$ .

La FIGURE 5.16 montre la dernière proposition du tube faisceau optimisée dans la zone du MFT. Tous ces développements et ajustements sont effectués en collaboration étroite avec l'équipe « vide » du CERN et la coordination technique de l'expérience ALICE.

### 5.2.4.3 Système d'acquisition

Le système d'acquisition du MFT a pour but la mise en forme des données devant être envoyées au système d'acquisition de l'expérience ALICE mais également de permettre la configuration et le contrôle du détecteur. Ce système d'acquisition doit ainsi pouvoir se connecter aux systèmes centraux d'ALICE que sont le système d'acquisition (DAQ),



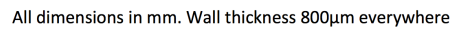


FIGURE 5.16 – Proposition du nouveau tube faisceau de la partie centrale de l'expérience ALICE.

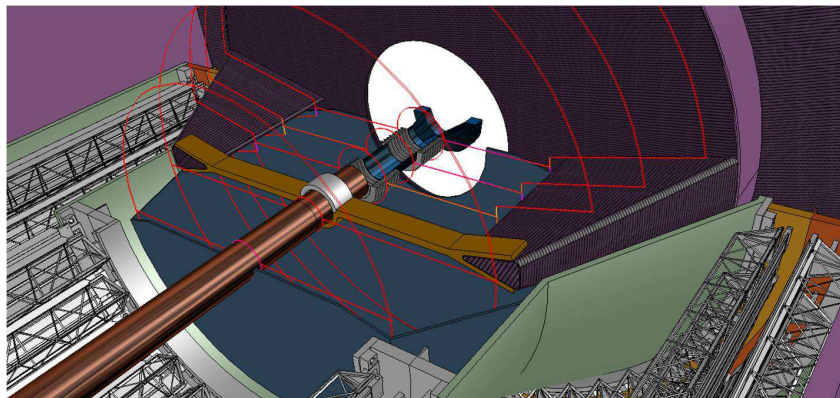


FIGURE 5.17 – Option de support du tube faisceau Béryllium par une barre centrale. Schéma de concept, les tailles des différents éléments sont en cours d’ajustement.

le Detector Control System (DCS), le Central Trigger Processor (CTP) et le High Level Trigger (HLT).

Le concept du système de lecture et contrôle du MFT est illustré par la FIGURE 5.18. Le système est séparé en deux parties : une partie « Front-End » située sur les échelles au plus proche des capteurs ; une partie « Back-End » située dans une salle de contrôle hors de la caverne.

La partie « Front-End » est en charge de récupérer les données issues des capteurs, de les mettre en forme et de les envoyer vers le système « Back-End ». Il est proposé d'utiliser le lien GigaBit Transceiver (GBT) [83] développé au CERN pour la communication entre les deux parties du système. Les liens GBT offrent une bande passante de 3.2 Gb/s qui est divisée pour moitié entre le flot montant (Front-End vers Back-End) et le flot descendant (Back-End vers Front-End). Du côté détecteur, le GBT fera office de concentrateur, permettant la connexion de plusieurs échelles sur un même lien GBT ce qui permet d'optimiser le nombre de liens à utiliser du fait que toutes les échelles ne produisent pas un flot de données saturant un lien GBT.

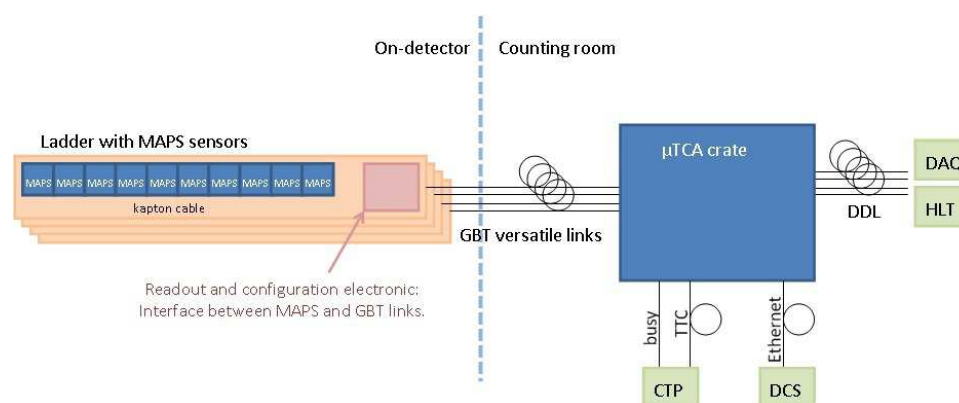


FIGURE 5.18 – Concept du système d'acquisition du MFT.

Le flot de données devant être transférées a été évalué être de l'ordre de 50 Gb/s. Les contraintes provenant du GBT (nombre d'entrées, fréquence de lecture) impliquent l'utilisation de l'ordre de 180 liens GBT pour l'ensemble du MFT. Une optimisation est en cours pour minimiser ce nombre de liens qui impacte directement sur l'intégration du système « Front-End » dans le MFT.

Le système « Back-End », illustré sur la droite de la FIGURE 5.18, fournira toutes les interfaces nécessaires vers les systèmes centraux de l'expérience ALICE. Au sein de la collaboration, il est envisagé de développer une carte d'acquisition commune à l'ensemble des détecteurs qui serait alors la solution choisie pour le MFT.

#### 5.2.4.4 Système de refroidissement

Comme nous l'avons déjà mentionné, le MFT va produire de la chaleur qui doit être extraite de la zone pour ne pas perturber les autres détecteurs environnants. Les sources

de production de chaleur dans le MFT sont les capteurs CMOS-MAPS et l'électronique de lecture placée proche des senseurs. Une seconde contrainte est due aux conditions de fonctionnement des capteurs CMOS-MAPS. En effet, afin d'assurer des performances optimales, la température des capteurs doit être maintenue en dessous de 35°C. La puissance thermique totale dissipée par le MFT est estimée à 1.7 kW.

La solution envisagée est de souffler de l'air refroidi à 15°C avec un flux total de 3000 l/min. Cet air sera insufflé par des buses au niveau de chaque demi-plan (voir FIGURE 5.15), le flux d'air passera sur la surface des CMOS-MAPS, mais également entre les deux supports d'échelles. Nous rappelons que ces deux supports sont espacés de 2 mm. Ce système permet d'obtenir un coefficient de transfert thermique moyen de l'ordre de 50 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>. La FIGURE 5.19 montre le résultat d'une simulation thermique d'un quart de plan, où le support des échelles a été choisi être du Béryllium d'une épaisseur de 0.2 mm. Nous pouvons voir que la température des capteurs CMOS-MAPS est maintenue en dessous de la limite de 35°C imposée par les concepteurs du capteur.

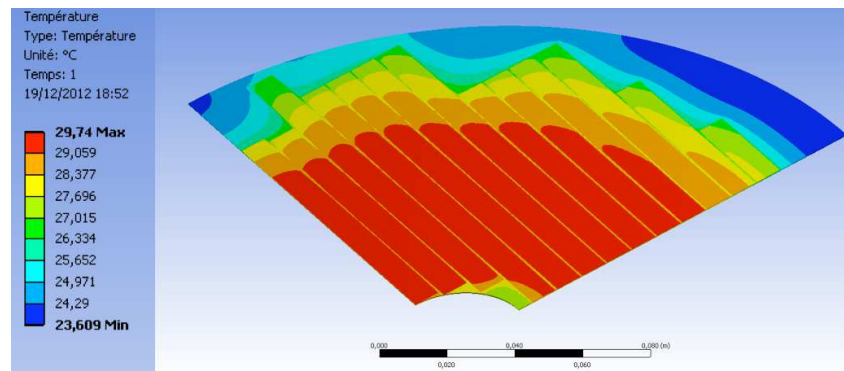


FIGURE 5.19 – Simulation thermique d'un quart de plan.

## 5.3 Simulation des performances

Les performances du MFT ont été étudiées par l'utilisation de simulations Monte Carlo. Les cas de physique que nous avons étudiés se limitent à l'étude des saveurs lourdes ouvertes, des charmonia et des mésons vecteurs de basse masse. Afin de vérifier les performances du détecteur dans les conditions les plus extrêmes, seules des simulations en collisions centrales Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV ont été effectuées. En effet, les très longs temps de calcul nécessaire à la simulation des collisions Pb–Pb n'a pas permis de faire une étude détaillée en fonction de la centralité de la réaction.

Le MFT a été entièrement intégré au progiciel de l'expérience ALICE qu'est AliRoot. Le TABLEAU 5.1 donne les dimensions et positions des cinq plans de détection simulés ici. La nouvelle configuration du tube faisceau présentée par la FIGURE 5.16 a également été simulée dans AliRoot. La FIGURE 5.8 est une vue schématique de la géométrie du détecteur et du tube faisceau simulée dans AliRoot.

Toujours dans un soucis d'optimisation du temps de calcul et du temps de développement, la solution de trajectographie adoptée est d'utiliser les trajectoires muons données par le spectromètre à muons actuel et de les propager en direction de l'IP à travers le MFT. A chaque plan du MFT, une zone est déterminée (dépendante de l'erreur sur la trajectoire) dans laquelle la recherche du cluster correspondant dans le MFT sera effectuée. Tous les clusters compatibles sont gardés jusqu'à l'arrivée au premier plan du MFT. Seule la meilleure trajectoire – celle ayant le meilleur  $\chi^2$  – sera alors gardée.

Dans un deuxième temps une trajectographie individuelle pour le MFT devra être développée. La concordance entre le MFT et le spectromètre sera donc effectuée au niveau des deux trajectoires.

### 5.3.1 Performances globales

**Taux d'occupation** Le premier paramètre important est le taux d'occupation à l'intérieur des différents plans. Celui-ci conditionne en particulier l'efficacité de la concordance entre MFT et MUON. En effet plus le taux d'occupation dans le MFT sera important plus il sera difficile de retrouver au sein de tous les clusters compatibles ceux provenant du muon détecté dans le spectromètre. Afin d'évaluer ce taux d'occupation un nombre important de collisions Pb–Pb centrales ont été simulées avec HIJING. Il a été trouvé qu'une moyenne

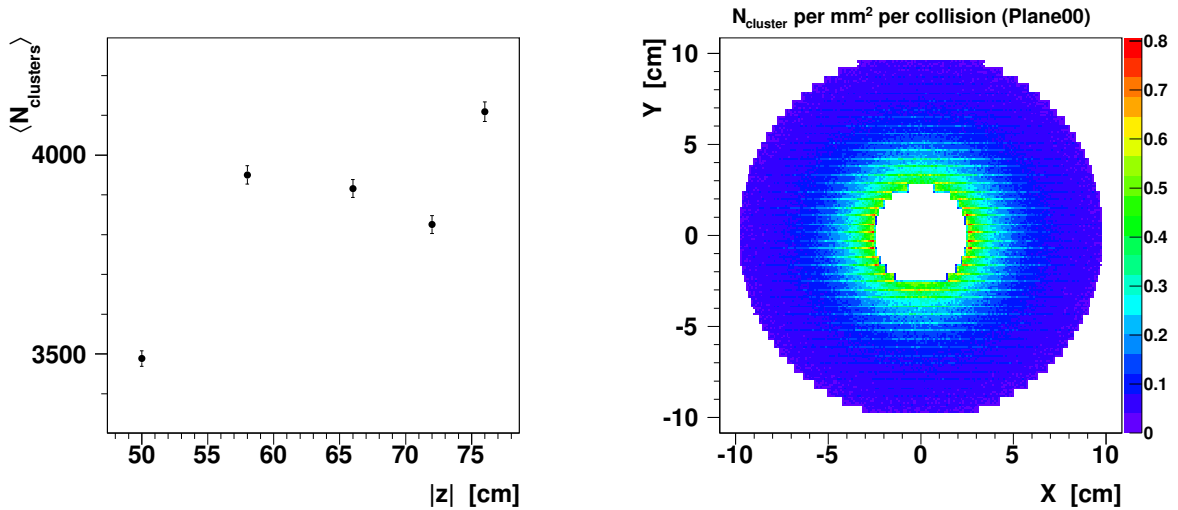


FIGURE 5.20 — Multiplicité moyenne de clusters par plan pour une collision centrale Pb–Pb (gauche); densité de clusters par  $\text{mm}^2$  dans le plan 1 (droite).

de 3500 – 4000 particules par plan seront détectées par le MFT suivant le plan considéré (FIGURE 5.20-gauche). La densité de cluster sera au maximum de 0.5 – 0.6 cluster/ $\text{mm}^2$  au plus proche du tube faisceau avec une réduction rapide à mesure que l'on s'éloigne selon le rayon des plans (FIGURE 5.20-droite).

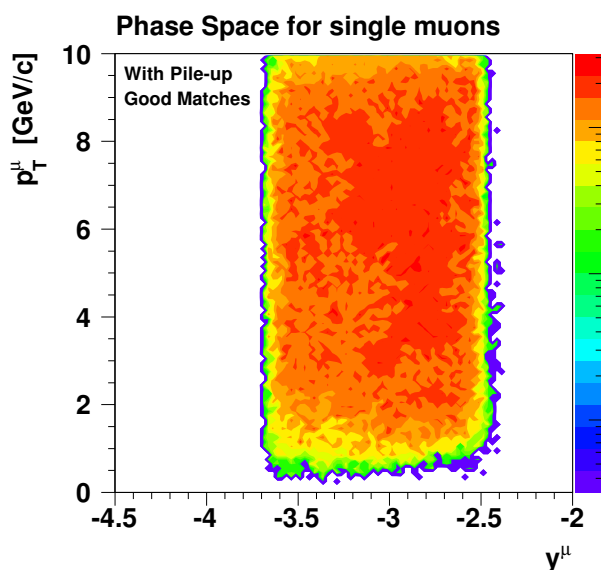


FIGURE 5.21 — Acceptance du MFT dans le plan  $p_T$ -rapidité pour la détection de muon en concordance avec le spectromètre à muons.

**Acceptance géométrique** Un autre paramètre important du MFT est son acceptance géométrique. En effet celui-ci devant être utilisé en concordance avec le spectromètre à muons, le MFT se doit de couvrir la plus grande part possible de l'acceptance du spectromètre. L'acceptance en pseudo-rapidité du MFT est de  $-3.6 < \eta < -2.5$  (FIGURE 5.21) que nous devons comparer à celle du spectromètre qui est de  $-4 < \eta < -2.5$ . Le MFT ne couvre pas les plus grandes valeurs en pseudo-rapidité, qui correspondent aux plus petits angles, en raison de la contrainte imposée par la présence du tube faisceau. Cette perte d'acceptance est néanmoins réduite et est acceptable pour le projet.

**Résolution de pointage** La résolution de pointage du MFT est un paramètre essentiel pour la capacité du détecteur à différencier les muons et di-muons dits « prompt » provenant du vertex primaire d'interaction de ceux déplacés. En effet, ce paramètre va déterminer la performance du MFT pour la séparation de la beauté et du charme ouverts (détectés en muon et dimuon) ainsi que pour la séparation des  $J/\psi$  prompts des  $J/\psi$  provenant de la décroissance de hadrons beaux. Cette résolution de pointage a été évaluée en simulant des muons simples dans l'environnement d'un événement Pb–Pb central (FIGURE 5.22). Pour des  $p_T \gtrsim 4$  GeV/c, la résolution de pointage est de l'ordre de  $60 \mu\text{m}$  et augmente rapidement pour les plus bas  $p_T$  en atteignant environ  $110 \mu\text{m}$  pour un  $p_T \sim 1$  GeV/c. Cette simulation suppose un mauvais alignement des plans du MFT les uns par rapport aux autres de  $15 \mu\text{m}$ . Ce niveau d'alignement sera obtenu grâce à des prises de données dédiées sans champ magnétique. Les trajectoires rectilignes des particules traversant le MFT serviront ainsi à l'alignement des plans les uns par rapport aux autres.

**Efficacité de concordance** Finalement le dernier paramètre d'importance pour caractériser les performances du MFT est le taux de concordance correcte entre le MFT et le

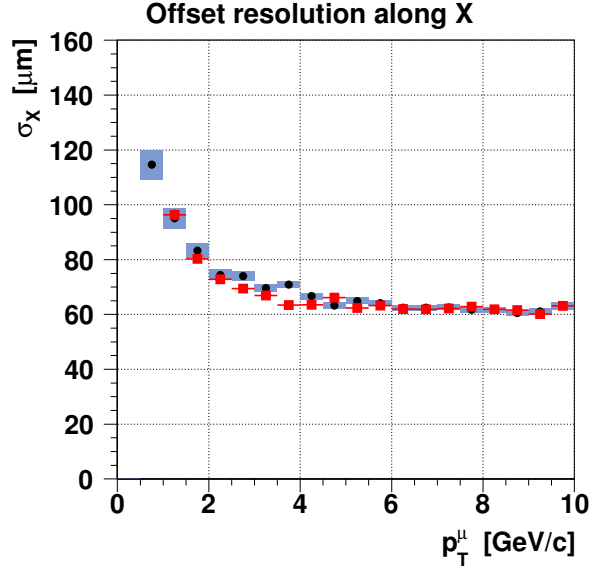


FIGURE 5.22 — Résolution de pointage à l'IP dans la direction  $x$  en fonction du  $p_T$  du muon pour deux zones en rapidité :  $\eta < -3.2$  (carrés rouges) et  $\eta > -3.2$  (ronds noirs).

spectromètre à muons. La définition d'une concordance correcte est que la trajectoire issue du spectromètre doit s'associer avec les 5 clusters laissés par ce muon dans les plans du MFT. Si un des cinq clusters MFT n'appartient pas au muon détecté dans le spectromètre cette concordance est étiquetée comme mauvaise. Cette définition est arbitraire, mais nous avons montré que le taux de muons n'ayant que 1 à 4 bons clusters associés à la trajectoire est très faible. Ainsi dans la grande majorité des cas, soit la trajectoire muon s'associe avec les 5 bons clusters dans le MFT, soit avec aucun des bons clusters. Nous pouvons voir dans ce cas que la trajectoire du spectromètre à muons s'associe avec une trajectoire d'une autre particule dans le MFT ayant une cinématique proche du muon incident. La FIGURE 5.23 donne le taux de concordance correcte en fonction  $p_T$  du muon et ce pour quatre tranches en rapidité. Nous pouvons voir que le taux de bonne concordance est de l'ordre de 90 – 95 % pour  $p_T \gtrsim 3$  GeV/c. Puis ce taux décroît pour les plus bas  $p_T$  pour atteindre 50 % à  $p_T \sim 1$  GeV/c. Ce taux dépend légèrement de la tranche en rapidité considérée. Comme attendu, le taux de bonne concordance est plus faible pour les plus grandes rapidités là où le taux d'occupation est plus important (voir FIGURE 5.20-droite). Cette information de bonne concordance n'est pas utilisée dans la suite de cette section pour la détermination des performances physiques du MFT concernant les trois cas de physique mentionnés à la SECTION 5.1. En effet, lors de l'analyse de données réelles, cette quantité n'est pas disponible et n'est donc pas utilisée au niveau de la sélection des événements ou de leur analyse. Néanmoins, la concordance peut être considérée ici comme un indicateur permettant l'estimation des performances globales de la trajectographie du MFT.

Dans la suite de cette section, nous allons montrer l'apport du MFT sur les trois domaines de physique principaux du spectromètre à muons que sont les études des saveurs lourdes ouvertes en muon simple et en dimuon, l'étude des charmonia et finalement l'étude des mésons vecteurs de basse masse.

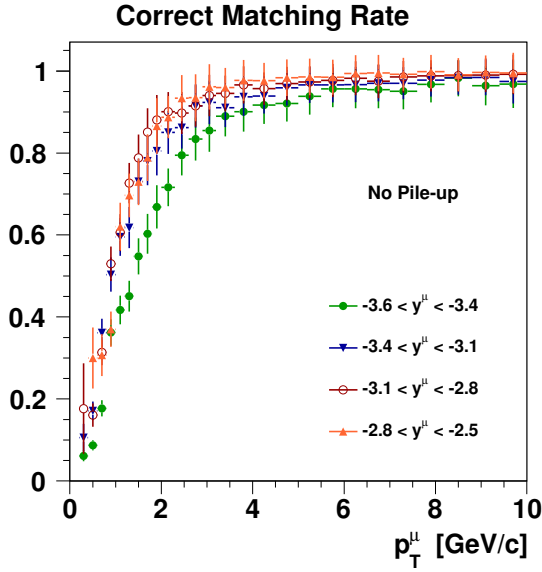


FIGURE 5.23 — Taux de correcte concordance entre le MFT et le spectromètre à muons en fonction du  $p_T$  du muon pour quatre tranche en rapidité.

### 5.3.2 Les saveurs lourdes ouvertes

Dans le scénario où le MFT est ajouté au spectromètre à muons amélioré, l'étude des saveurs lourdes ouvertes peut être faite en muon simple ou en dimuon. Comme nous l'avons vu à la SECTION 5.1, les améliorations apportées par le MFT en ce qui concerne l'étude des saveurs lourdes ouvertes sont une diminution du bruit de fond, dont la source principale est la décroissance semi-muonique de pions et kaons, ainsi que la possibilité de séparer les contributions provenant du charme et de la beauté.

**Coupages et sélections** Dans le cas de l'étude en muon simple, il est primordial de réduire la contribution provenant de décroissance semi-muonique de pions et kaons ainsi que celle provenant de fausses traces reconstruites dans le spectromètre. Ces dernières sont présentes à cause de la forte multiplicité de clusters dans les chambres du trajectographe, l'association de cluster n'appartenant pas à la même trajectoire conduit alors à une fausse trace. Cette dernière contribution est dominante dans toute la gamme en  $p_T$  comme le montre la FIGURE 5.24-gauche.

Un certain nombre de coupures peuvent être faites afin de réduire le bruit de fond. La première consiste à demander la concordance entre la trajectoire reconstruite dans le trajectographe avec une trace détectée dans les chambres du détecteur de déclenchement. La densité de clusters étant réduite dans les chambres de déclenchement situées derrière le mur de fer, cette sélection élimine la quasi totalité des fausses trajectoires. Une variable intéressante pour la sélection du signal est la distance de plus proche approche du muon (Distance of Closest Approach, DCA). La DCA est définie comme étant la distance entre le point d'interaction primaire et l'extrapolation de la trajectoire (utilisant seulement le spectromètre à muons) dans le plan perpendiculaire à l'axe des faisceaux et contenant le point d'interaction. La DCA des muons issus de désintégration de  $\pi/K$  est supérieure à celle des muons du signal. Nous appliquons une sélection sur la variable  $p \times DCA$



afin d'annuler la dépendance en impulsion de la mesure de la DCA. Une coupure à  $p \times \text{DCA} < 120 \text{ cm} \cdot \text{GeV}/c$  est appliquée. Finalement deux coupures additionnelles sont utilisées. La première est géométrique en sélectionnant les muons dans la zone en rapidité couverte par le MFT :  $-3.6 < \eta < -2.5$ . La seconde est une sélection de la qualité des trajectoires reconstruites en appliquant la concordance MFT/MUON définie par un  $\chi^2 < 1.3$ . La FIGURE 5.24-droite montre les contributions des différentes sources en fonction du  $p_T$  après application de ces sélections.

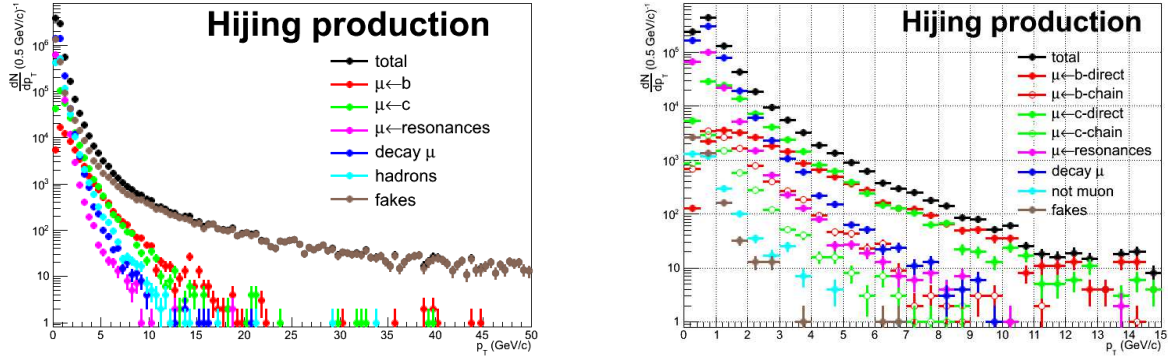


FIGURE 5.24 — Comparaison des contributions à la distribution en impulsion transverse de muon simple pour les sources charme, beauté, résonances,  $\pi/K$ , hadrons et fausses traces, avant coupures et sélections (gauche) et avec l'application des sélections décrites dans le texte (droite). Distributions issues de simulations HIJING à 5.5 TeV dans la tranche en centralité 0–10 %.

**Stratégie d'analyse** La séparation des contributions du charme, de la beauté et du bruit de fond rémanent peut être effectuée par l'analyse de la distribution en *offset*. L'*offset* a la même définition que la DCA, mais ici la trajectoire utilisée est la trajectoire résultante de la concordance entre la trajectoire muon et les clusters du MFT. Les distributions en *offset* ont été simulées pour les collisions Pb–Pb les plus centrales (0–10 %) en supposant une luminosité intégrée de  $10 \text{ nb}^{-1}$  (voir FIGURE 5.25). La distribution d'*offset* totale est ajustée par la superposition de trois contributions telle que :  $F_{tot} = N_c \cdot f_c + N_b \cdot f_b + N_{bkg} \cdot f_{bkg}$ .  $F_{tot}$  est la distribution totale,  $f_c$ ,  $f_b$  et  $f_{bkg}$  sont les formes de distributions correspondant au charme, à la beauté et au bruit de fond respectivement, et  $N_c$ ,  $N_b$  et  $N_{bkg}$  les normalisations des trois contributions. Le résultat d'un tel ajustement est montré pour trois tranches en  $p_T$  par la FIGURE 5.25. La contribution à la beauté inclue les muons issus de décroissances directes de hadrons beaux, mais également les muons issus de la chaîne de désintégration de hadrons beaux. Le bruit de fond inclue tout muon ne faisant pas partie des chaînes de décroissance du charme et de la beauté.

**Estimations des erreurs systématiques** Les sources d'erreurs systématiques sont principalement de deux sortes : celles issues de l'incertitude sur les formes de distributions en *offset* utilisées pour ajuster le spectre global, et celles provenant des sélections appliquées.

Afin d'estimer l'erreur induite par la méconnaissance des formes des distributions en *offset* utilisées pour l'ajustement, nous avons appliqué aux formes obtenues par simulation

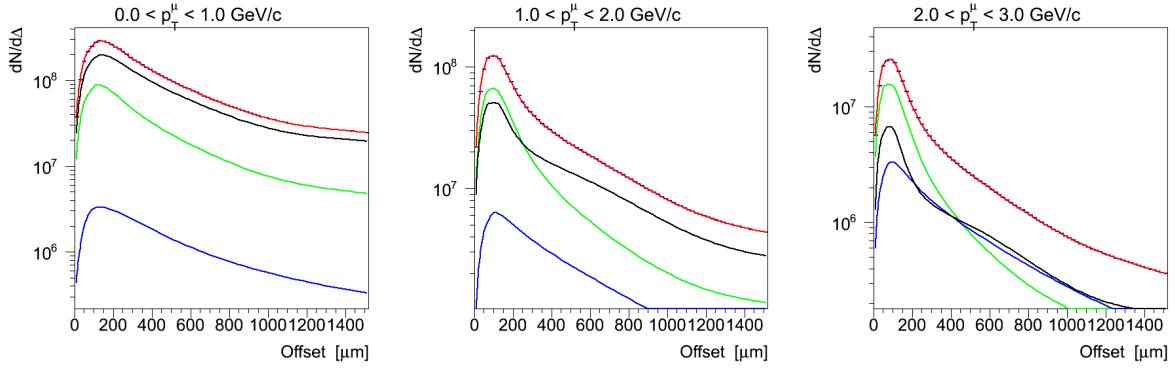


FIGURE 5.25 — Distributions en offset des muons pour trois tranches en  $p_T$ . L'histogramme rouge représente la somme des contributions du charme (vert), de la beauté (bleu) et du bruit de fond (noir).

des fluctuations d'une amplitude allant jusqu'à 2 % en utilisant huit modèles différents de fluctuations. Il en résulte que le taux de charme extrait est peu perturbé par cette méconnaissance des formes. En effet la distribution d'offset du charme est très différente de celles des deux autres contributions (FIGURE 5.25). La conclusion est toute autre en ce qui concerne l'extraction de la beauté. En effet, les distributions de la beauté et du bruit de fond sont très similaires, et ce principalement à bas  $p_T$ . Il en résulte que le taux extrait pour la beauté pour  $p_T < 1$  GeV/c varie de l'ordre de 20 % en appliquant des fluctuations de forme au niveau de 2 %.

L'influence des coupures et sélections sur les taux de production du charme et de la beauté extraits de l'ajustement a été estimée en faisant varier toutes les sélections présentées ci-dessus par  $\pm 10$  %. Nous avons observé que les taux de production extraits dans ces conditions varie de  $\pm 7$  %. Cette deuxième source d'incertitude s'avère être la source majoritaire pour l'extraction du charme. Pour l'extraction de la beauté, la source principale provient de la méconnaissance des formes des distributions d'offset pour  $p_T < 2$  GeV/c et l'erreur provenant de l'incertitude sur les sélections devient dominante au-delà.

Les performances du MFT pour l'extraction des sections efficaces de production du charme et de la beauté sont comparées aux prédictions de FONLL [84] pour des collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV (FIGURE 5.26). Nous pouvons conclure que l'ajout du MFT au spectromètre à muons permettra la mesure de la section efficace totale de production du charme ouvert et donnera accès à la mesure de la section efficace de la beauté ouverte jusqu'à un  $p_T \sim 2$  GeV/c.

### 5.3.3 Les charmonia

Comme nous l'avons vu à la SECTION 5.1, les améliorations pouvant être apportées par le MFT en ce qui concerne l'étude des charmonia sont une diminution du bruit de fond combinatoire impliquant ainsi une augmentation du rapport S/B mais également la capacité

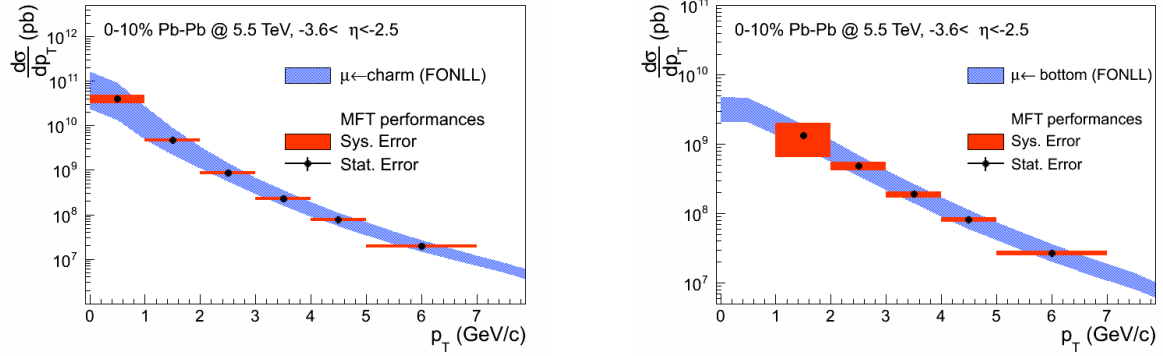


FIGURE 5.26 — Comparaison aux prédictions FONLL [84] des performances attendues du MFT pour l'extraction en muon simple des sections efficaces de production du charme ouvert (gauche) et de la beauté ouverte (droite).

de séparer les  $J/\psi$  prompts des  $J/\psi$  secondaires provenant de la désintégration de hadrons beaux. Dans la suite de cette section, nous allons voir les performances du MFT dans ces domaines obtenues en simulation. Les signaux prompts de  $J/\psi$  et  $\psi'$  ont été simulés grâce au générateur paramétrique AliGenParam alors que les  $J/\psi$  secondaires issus de la beauté ont été simulés par PYTHIA avec le réglage « Perugia0 ». La contribution du bruit de fond quant à elle, a été obtenue par l'utilisation du générateur HIJING couplé à une simulation complète des événements dans l'appareillage ALICE.

### 5.3.3.1 Sélections et coupures

Comme dans le cas de l'étude des saveurs lourdes ouvertes, une série de coupures est appliquée afin d'optimiser le rapport S/B. En ce qui concerne l'étude des charmonia, des coupures sont appliquées au niveau des muons individuels mais également du dimuon. Les coupures sur les muons individuels sont les coupures standard utilisées dans les analyses actuelles. Nous demandons la concordance de bas  $p_T$  entre la trace du trajectographe à muons et une mini-trace dans le déclencheur muon ( $p_T^\mu \gtrsim 1$  GeV/c). Cette sélection n'étant pas franche en  $p_T$ , nous appliquons alors une coupure franche à  $p_T^\mu > 1$  GeV/c. Finalement une coupure sur le  $\chi^2$  ( $\chi^2 < 1.5$ ) de la trajectoire est effectuée afin de sélectionner les meilleures traces.

Une coupure supplémentaire est appliquée sur le dimuon. Le point de plus proche approche des deux muons (Point of Closest Approach – PCA) est trouvé grâce à la bonne résolution de pointage du MFT (FIGURE 5.27) et la probabilité que les deux muons proviennent de ce même point est évaluée grâce à une méthode topologique de recherche de vertex [85]. La probabilité  $P(\mathbf{v})$  qu'un vertex commun à  $n$  particules existe au point  $\mathbf{v}$  est donnée par

$$P(\mathbf{v}) = \sum_{i=0}^n f_i(\mathbf{v}) - \frac{\sum_i f_i^2(\mathbf{v})}{\sum_i f_i(\mathbf{v})}, \quad (5.1)$$

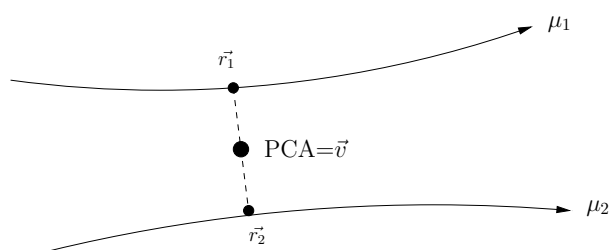


FIGURE 5.27 — Schéma définissant la notion de Point of Closest Approach (PCA).

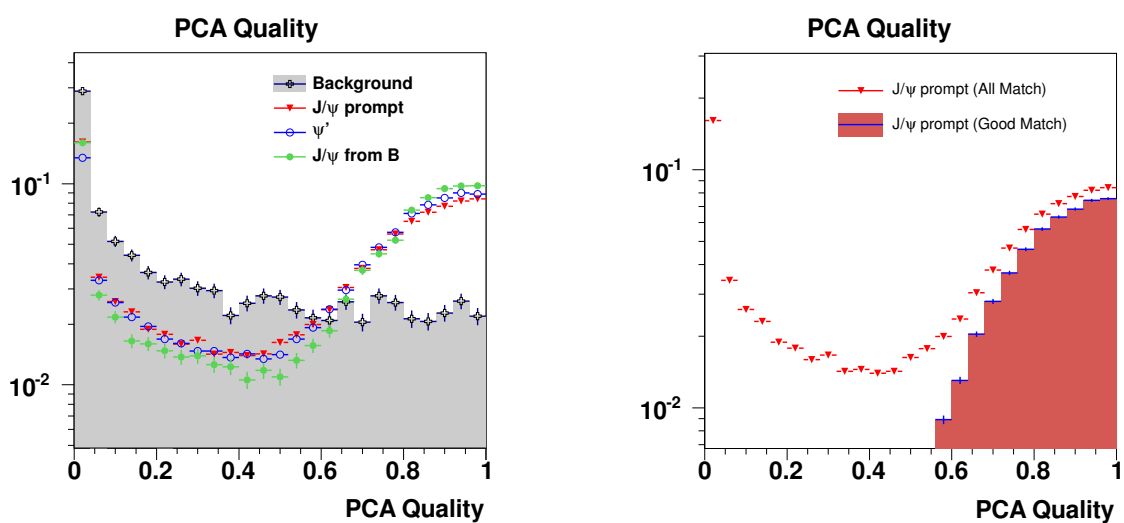


FIGURE 5.28 — Gauche : distribution de la qualité du PCA pour le bruit de fond (zone grisée) comparée à celles des charmonia :  $J/\psi$  prompt (rouge),  $J/\psi$  décalé (vert) et  $\psi'$  (bleu). Droite : Comparaison des distributions de la qualité de PCA pour les  $J/\psi$  prompts ayant une concordance parfaite pour les deux muons (histogramme rouge) et pour tous les niveaux concordances (triangles rouges).

où

$$f_i(\mathbf{v}) = \exp \left[ -0.5 (\mathbf{v} - \mathbf{r}_i)^T V_i^{-1} (\mathbf{v} - \mathbf{r}_i) \right] \quad (5.2)$$

est la probabilité Gaussienne définie pour chaque trace.  $\mathbf{r}_i$  est le point de plus proche approche du point  $\mathbf{v}$  pour la trace  $i$ , et  $V_i$  est la matrice de covariance de cette trace au point  $\mathbf{r}_i$ . Dans la suite nous nommerons cette probabilité qualité de PCA (PCA Quality). Une coupure sur cette quantité donne la possibilité de sélectionner les dimuons où les deux muons proviennent du même point. Ceci permettra de sélectionner les dimuons issus d'une résonance ( $J/\psi$  ou  $\psi$ ) tout en éliminant une part du bruit de fond combinatoire correspondant à la combinaison aléatoire de muons non corrélés. Les distributions de PCA Quality entre les charmonia et le bruit de fond étant très différentes, le pouvoir de séparation est donc fort (FIGURE 5.28-gauche) en imposant une coupure minimale sur PCA Quality. Nous remarquons également que ce paramètre est une bonne variable pour différencier les dimuons dont les deux muons ont une concordance correcte entre MFT et MUON de ceux dont au moins un muon n'a pas une concordance correcte. La FIGURE 5.28-droite illustre cela pour les  $J/\psi$  prompts (la même remarque est vraie pour les autres signaux). Nous avons choisi d'utiliser pour l'analyse des charmonia une sélection telle que : PCA Quality  $> 0.6$ , Ce qui réduit le bruit de fond combinatoire tout en gardant intact le signal où les deux muons ont une concordance correcte.

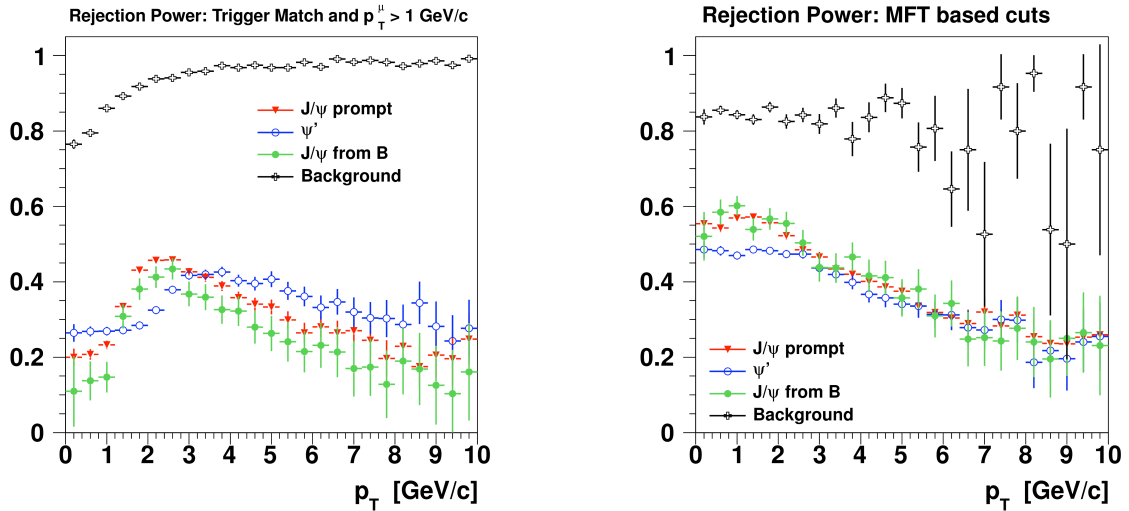


FIGURE 5.29 — Pouvoir de réjection en fonction du  $p_T$  du dimuon, pour les signaux et le bruit de fond, provenant des coupures sur la concordance tracker/trigger muon et le  $p_T$  des muons (gauche) et provenant des coupures impliquant le MFT qui sont la qualité de PCA et le  $\chi^2$  des trajectoires après concordance MUON/MFT.

La FIGURE 5.29 résume l'influence des coupures ci-dessus en présentant le pouvoir de réjection pour les différents signaux et le bruit de fond. Nous avons séparé ici les coupures en deux familles, sur la FIGURE 5.29-gauche celles impliquant des variables mesurées par le spectromètre à muons seul ( $p_T$  des muons simples et concordance tracker/trigger Muon) et sur la FIGURE 5.29-droite celles impliquant les données du MFT ( $\chi^2$  de la trajectoire

après concordance MUON/MFT et qualité de PCA). Nous pouvons voir que l'apport du MFT réduit le bruit de fond d'environ 80 % au prix d'une perte de signal variant de 20 à 60 % en fonction de l'impulsion transverse. Ceci se traduit donc par une augmentation du rapport Signal / Bruit de fond comme nous allons le voir dans la prochaine section.

### 5.3.3.2 Etude inclusive des charmonia

Les taux attendus de charmonia ont été calculés dans l'hypothèse d'une luminosité intégrée de  $10 \text{ nb}^{-1}$  pour la tranche en centralité 0–10 % correspondant aux événements les plus centraux pour des collisions Pb–Pb à une énergie de  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$ . Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, le nombre d'événements les plus centraux est estimé être de  $7 \cdot 10^9$ .

Afin d'extraire les taux attendus en collisions centrales, une hypothèse du facteur de modification nucléaire pour les  $J/\psi$  et  $\psi'$  doit être faite. Nous supposons ici les valeurs suivantes :  $R_{AA}(J/\psi) = 0.7$  et  $R_{AA}(\psi') = 0.3$  pour les collisions les plus centrales.

Les spectres en masse invariante sont créés par la superposition des contributions provenant des signaux des  $J/\psi$  et  $\psi'$  et du bruit de fond combinatoire avec les normalisations adéquates pour les deux scénarios considérés ici que sont : le scénario utilisant le spectromètre à muons seul (FIGURE 5.30-gauche) et le scénario utilisant le spectromètre à muons avec la concordance avec le MFT (FIGURE 5.30-droite). Nous voyons clairement ici l'apport du MFT réduisant de façon drastique le niveau de bruit de fond, améliorant ainsi le rapport S/B. Nous pouvons en particulier « voir » le pic correspondant au  $\psi'$  qui n'était pas visible dans le scénario sans le MFT. Ces figures sont créées en intégrant sur toutes les impulsions transverses ( $0 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$ ), mais l'étude a également été faite par tranche en  $p_T$ .

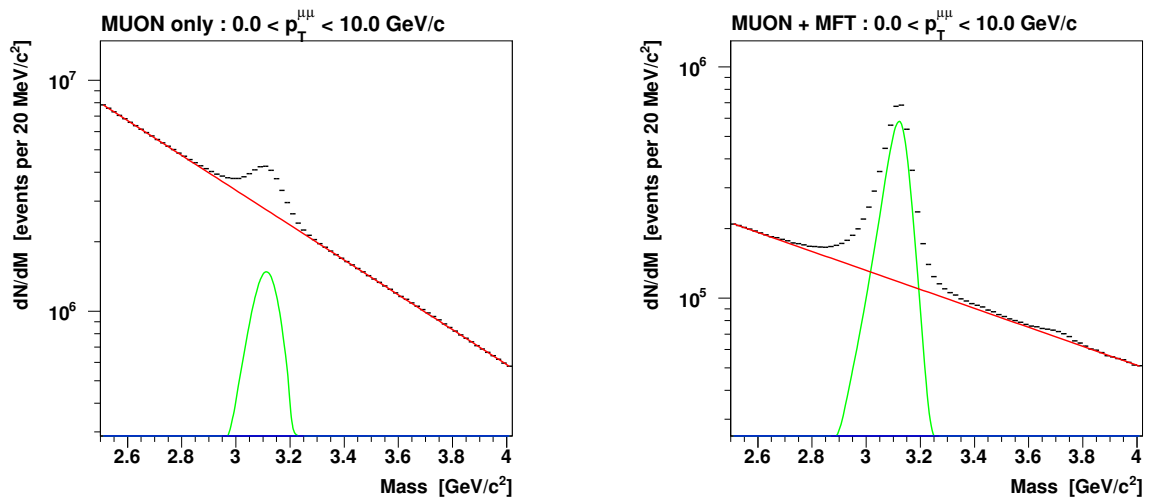


FIGURE 5.30 — Spectres en masse invariante dans la région des charmonia en supposant une luminosité intégrée de  $10 \text{ nb}^{-1}$  dans les scénarios sans MFT (gauche) et avec MFT (droite).

Afin de quantifier l'apport du MFT dans l'étude des taux de production inclusifs de charmonia, nous avons effectué l'extraction des signaux telle qu'elle serait faite avec des données réelles. En particulier l'estimation des erreurs systématiques a été faite. Les erreurs systématiques peuvent être séparées en trois sources principales ; l'incertitude provenant de la méconnaissance de la forme et de la normalisation du bruit de fond combinatoire ; l'incertitude sur les sélections utilisées se propageant sur la quantité de signal extrait ; finalement l'incertitude provenant du choix des formes utilisées pour décrire les signaux du  $J/\psi$  et  $\psi'$ . En se basant sur l'expérience acquise durant l'analyse du  $J/\psi$  en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV [86], nous pouvons dire que la dernière source d'erreur est négligeable comparée aux deux premières. L'erreur provenant de la soustraction du bruit de fond a été estimée à  $\sim 0.1\%$  par intervalle en masse. Nous pouvons de suite constater que l'amélioration du rapport S/B induit par la présence du MFT permet de réduire la contribution du bruit de fond à l'erreur systématique finale. La dernière source d'erreur est celle provenant de l'incertitude sur les sélections et coupures utilisées et notre capacité à reproduire en simulation les formes des variables utilisées pour sélectionner le signal. En ce qui concerne les sélections n'utilisant que le spectromètre à muons (tracker/trigger matching et coupure en  $p_T$ ), nous estimons cette incertitude à  $5\%$  en se basant sur l'analyse du  $J/\psi$  en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV [86]. L'influence des coupures basées sur le MFT (qualité de PCA et  $\chi^2$  de la trajectoire après concordance MUON/MFT) a été évaluée en faisant varier le niveau des coupures de  $\pm 10\%$  ce qui a engendré une variation de  $\pm 5\%$  sur le nombre de charmonia extrait.

Les TABLEAUX 5.3 et 5.4 comparent les performances des deux scénarios (avec ou sans MFT) pour l'étude des  $J/\psi$  et  $\psi'$  respectivement. Pour les deux études nous remarquons que le rapport S/B est amélioré en moyenne d'un facteur 6–7 avec des disparités en fonction de la zone en  $p_T$  considérée. La réduction du bruit de fond se paie par une perte du niveau de signal d'un facteur 3 environ, mais il est à noter ici que malgré cette baisse de statistique disponible, la signification est peu changée voire même légèrement augmentée. La comparaison des erreurs systématiques attendues nous amène à la conclusion que le MFT n'améliorera pas de manière significative l'extraction du nombre de  $J/\psi$  inclusive, les erreurs systématiques additionnelles dues à la présence du MFT n'étant pas compensées par l'amélioration du rapport S/B. Néanmoins, les erreurs étant du même ordre de grandeur, la présence du MFT permet une seconde mesure du  $J/\psi$  ayant des sources d'erreurs différentes, cette analyse pouvant alors servir de comparaison à la mesure utilisant le spectromètre à muons seul. La conclusion est toute opposée en ce qui concerne l'étude du  $\psi'$  puisque dans le scénario sans MFT, l'erreur provenant de la soustraction du bruit de fond est de loin l'erreur dominante. Le MFT, par l'amélioration du rapport S/B, permet de réduire de façon très significative l'incertitude systématique sur l'extraction du  $\psi'$ . Les résultats du TABLEAU 5.4 sont résumés par la FIGURE 5.31, où les erreurs attendues sont présentées sur la mesure du  $R_{AA}$  en fonction de  $p_T$  (dans l'hypothèse  $R_{AA} = 0.3$ ) pour les scénarios avec et sans MFT.



TABLEAU 5.3 — Taux attendus, rapport  $S/B$ , signification et erreurs statistiques et systématiques attendues pour l'étude inclusive de la production de  $J/\psi$  dans les scénarios sans MFT (haut) et avec MFT (bas).

$J/\psi$ inclusif ( $2.80 < M_{\mu\mu} < 3.30 \text{ GeV}/c^2$ ) : $R_{AA} = 0.7$					
sans MFT					
$p_T$ (GeV/c)	Signal ( $\times 10^3$ )	$S/B$	$S/\sqrt{S+B}$	Stat. Err. (%)	Sys. Err. (%)
0 – 1	1 710	0.15	470	0.20	5
1 – 2	3 320	0.14	650	0.14	5
2 – 3	2 784	0.16	610	0.16	5
3 – 4	1 750	0.16	490	0.19	5
4 – 5	1 055	0.18	400	0.25	5
0 – 10	12 040	0.15	1 300	0.08	5
avec MFT					
$p_T$ (GeV/c)	Signal ( $\times 10^3$ )	$S/B$	$S/\sqrt{S+B}$	Stat. Err. (%)	Sys. Err. (%)
0 – 1	531.6	0.50	420	0.23	7
1 – 2	851.9	0.92	640	0.15	7
2 – 3	715.3	1.28	630	0.15	7
3 – 4	544.0	2.03	600	0.17	7
4 – 5	382.2	3.25	540	0.18	7
0 – 10	3 664	1.15	1 400	0.07	7

TABLEAU 5.4 — Taux attendus, rapport S/B, signficance et erreurs statistiques et systématiques attendues pour l'étude inclusive de la production de  $\psi'$  dans les scénarios sans MFT (haut) et avec MFT (bas).

$\psi'$ inclusif ( $3.4 < M_{\mu\mu} < 3.90 \text{ GeV}/c^2$ ) : $R_{AA} = 0.3$					
sans MFT					
$p_T$ (GeV/c)	Signal ( $\times 10^3$ )	S/B	$S/\sqrt{S+B}$	Stat. Err. (%)	Sys. Err. (%)
0 – 1	12.8	0.0048	7.6	10.9	20.9
1 – 2	24.2	0.0039	9.7	9.5	26.5
2 – 3	20.4	0.0031	8.0	12.3	32.3
3 – 4	12.4	0.0026	5.6	17.7	39.0
4 – 5	6.9	0.0021	3.8	26.1	48.1
0 – 10	85.0	0.0030	16.1	6.0	33.3
avec MFT					
$p_T$ (GeV/c)	Signal ( $\times 10^3$ )	S/B	$S/\sqrt{S+B}$	Stat. Err. (%)	Sys. Err. (%)
0 – 1	4.47	0.014	7.8	10.7	9.9
1 – 2	8.67	0.014	11	8.5	10.1
2 – 3	6.76	0.018	11	8.7	9.0
3 – 4	4.11	0.027	10	9.0	8.0
4 – 5	2.57	0.030	8.7	10.9	7.8
0 – 10	30.3	0.017	22	4.3	9.2

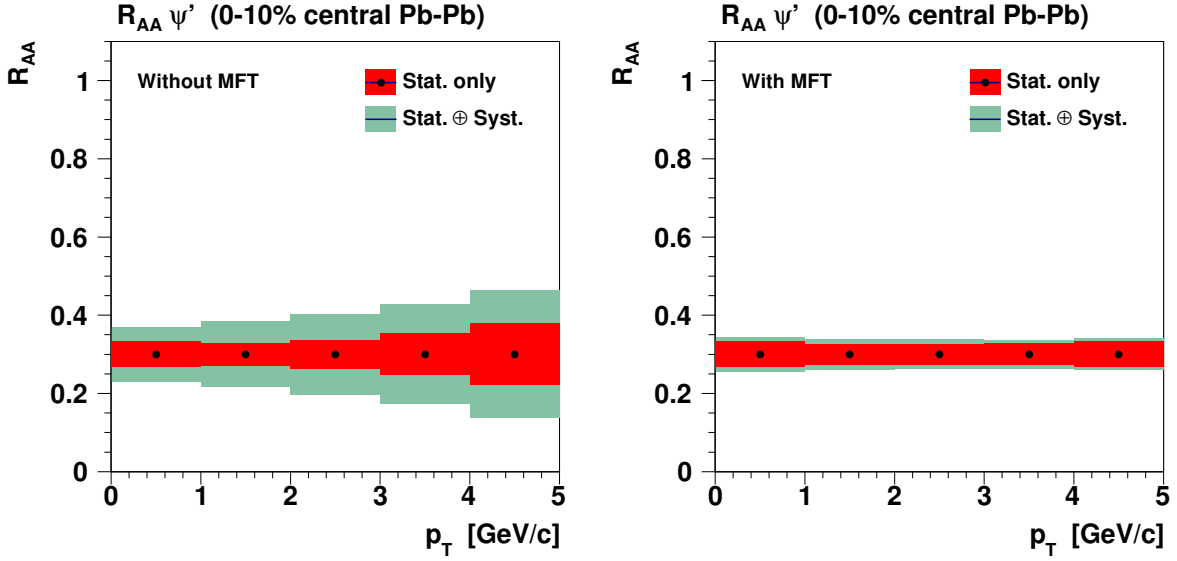


FIGURE 5.31 — Incertitudes statistiques et systématiques attendues pour la mesure du rapport de modification nucléaire du  $\psi'$  pour une centralité de 0–10 % en collisions Pb–Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV en fonction du  $p_T$  pour les scénarios sans (gauche) et avec (droite) MFT. Une luminosité intégrée de  $10 \text{ nb}^{-1}$  est supposée.

### 5.3.3.3 Extraction des $J/\psi$ secondaires

L'identification des  $J/\psi$  secondaires, provenant de la désintégration de hadrons beaux, peut être faite par la mesure du vertex secondaire dont est issue la paire de muons provenant de la désintégration du  $J/\psi$  (voir FIGURE 5.32-gauche).

**Pseudo-proper decay length** Le vecteur de déplacement  $\mathbf{r}$  entre le vertex primaire d'interaction et le vertex dont est issue la paire  $\mu^+\mu^-$  est mesuré dans le plan transverse à la direction des faisceaux. La distance de vol la plus probable dans le plan transverse  $L_{xy}$  du hadron beau est calculée [87, 88], dans le système du laboratoire, comme

$$L_{xy} = \frac{\hat{u}^T S^{-1} \mathbf{r}}{\hat{u}^T S^{-1} \hat{u}} \approx \frac{\hat{u}^T \cdot \mathbf{r}}{\hat{u}^T \cdot \hat{u}} , \quad (5.3)$$

où  $\hat{u}$  est le vecteur unitaire dans la direction du  $J/\psi$  et  $S^{-1}$  l'inverse de la somme des matrices de covariance des vertex primaire et secondaire. La *pseudo-proper decay length*  $l_{J/\psi}$  du  $J/\psi$  est alors donnée par,

$$l_{J/\psi} = L_{xy} \frac{m_{J/\psi}}{p_T} . \quad (5.4)$$

Comme le montre la FIGURE 5.32-droite, les distributions de *pseudo-proper decay length* pour les  $J/\psi$  prompts et secondaires sont très différentes, permettant ainsi une séparation de chacune des contributions.

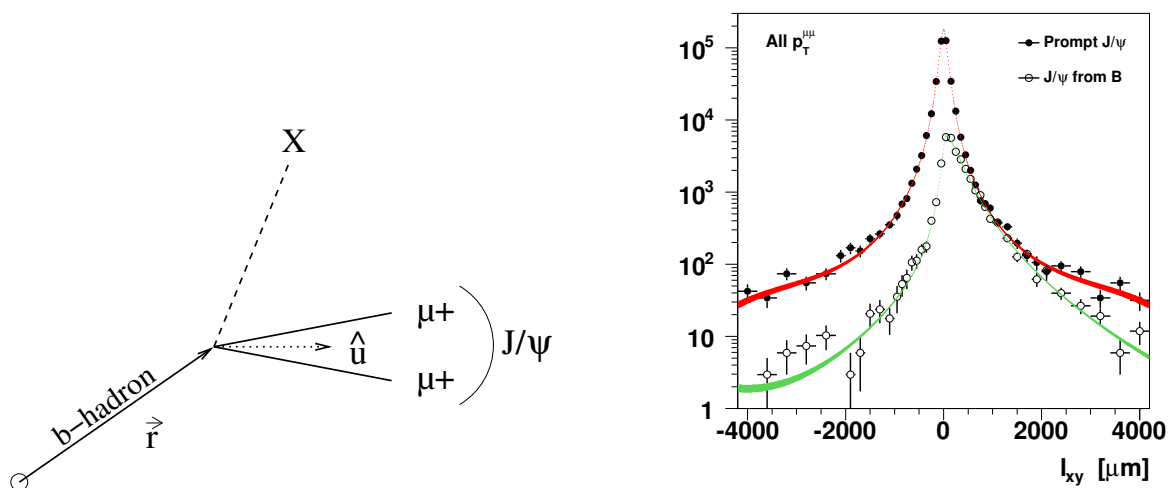


FIGURE 5.32 — Gauche : représentation schématique de la désintégration d'un hadron beau en  $J/\psi$ . Droite : distributions de *pseudo-proper decay length* mesurées par le MFT telle que définie par l'ÉQUATION 5.4 pour les  $J/\psi$  prompts et secondaires.

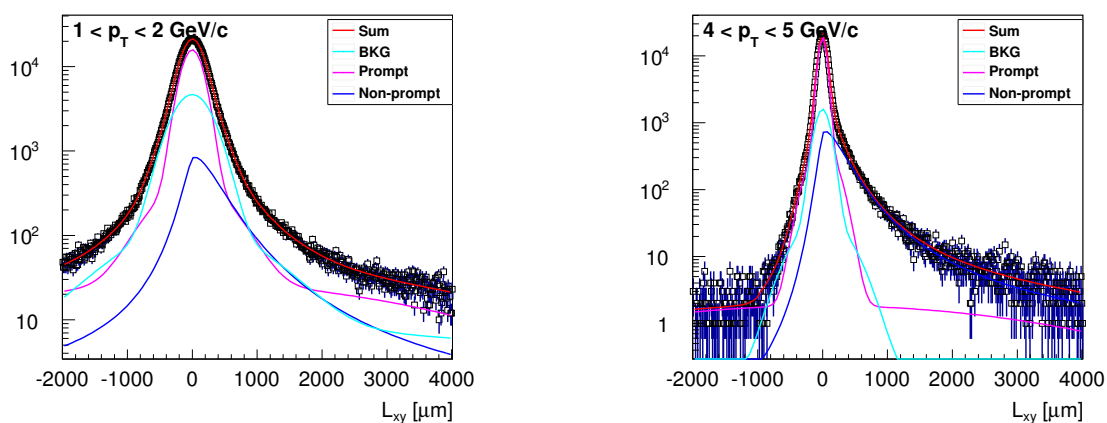


FIGURE 5.33 — Minimisation du spectre de *pseudo-proper decay length* par superposition des formes attendues pour les  $J/\psi$  prompts et secondaires et pour le bruit de fond. Présentation de la minimisation pour deux tranches en impulsion transverse :  $1 < p_T < 2$  GeV/c (gauche) et  $4 < p_T < 5$  GeV/c (droite).

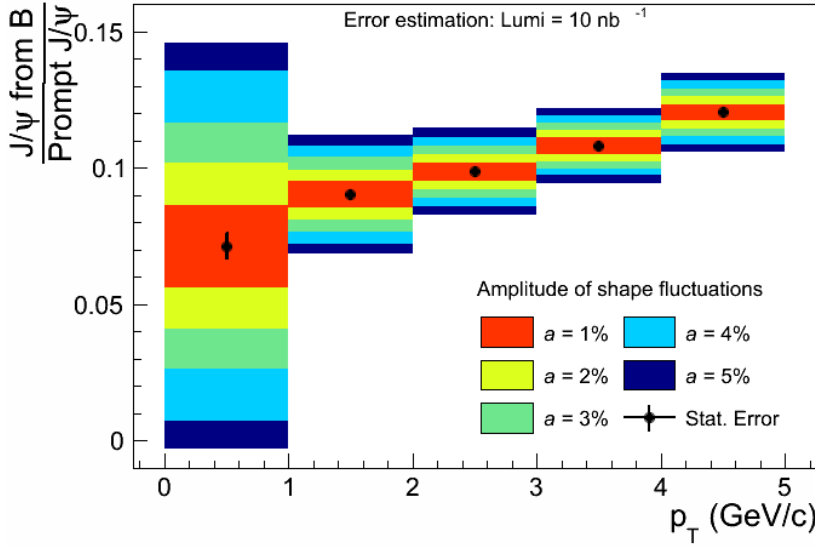


FIGURE 5.34 — Erreurs statistiques et systématiques estimées pour l'extraction du rapport  $(J/\psi \leftarrow B)/(\text{prompt } J/\psi)$  en fonction du  $p_T$  du  $J/\psi$ . L'incertitude systématique est estimée pour une amplitude de fluctuation des formes des distributions de  $l_{J/\psi}$  allant de 1 % à 5 %.

**Performances attendues** La forme de la contribution du bruit de fond est obtenue par simulation. Sa normalisation est fixée grâce à une minimisation indépendante du spectre en masse invariante permettant une mesure du rapport S/B précise dans la fenêtre en masse correspondant au  $J/\psi$ . La forme des distributions en *pseudo-proper decay length* est fortement dépendante du  $p_T$  considéré (voir FIGURE 5.33).

L'observable extraite de cette analyse est le rapport du nombre de  $J/\psi$  provenant de hadrons beaux et du nombre de  $J/\psi$  prompts. Dans le rapport un grand nombre de sources d'erreurs systématiques disparaît. La principale source d'erreur restante est ainsi celle provenant de la méconnaissance des formes des distributions en *pseudo-proper decay length* obtenues par simulation et utilisées pour la minimisation du spectre  $l_{J/\psi}$  final. Afin d'estimer cette incertitude, nous avons comparé les formes des distributions obtenues pour deux résolutions de pointage différentes l'une de l'autre d'un facteur 2. Les variations de forme obtenues étaient inférieures à 5 %. Nous avons donc estimé l'incertitude systématique provenant de la méconnaissance des formes utilisées en appliquant des fluctuations d'amplitude de 1 à 5 % aux formes utilisées. Les résultats obtenus sont résumés par la FIGURE 5.34 représentant le rapport  $(J/\psi \leftarrow B)/(\text{prompt } J/\psi)$  en fonction du  $p_T$  du  $J/\psi$  où les erreurs statistiques et systématiques sont représentées.

Nous pouvons conclure que l'ajout du MFT au spectromètre à muons permettra la séparation des  $J/\psi$  issus de la décroissance de hadrons beaux jusqu'à un  $p_T \sim 1 \text{ GeV/c}$ .

### 5.3.4 Les mésons vecteurs de basse masse

L'étude des mésons vecteurs de basse masse avec le spectromètre actuel souffre d'un faible rapport S/B ainsi que d'une relativement pauvre résolution en masse invariante. Afin d'estimer les performances suite à l'ajout du MFT, une série de simulations détaillées a été faite. Comme dans les cas des autres sujets de physique abordés plus haut, le bruit de

fond, principalement issu de décroissance semi-leptonique de pions et kaons, a été simulé grâce au générateur HIJING. Les signaux d'intérêt dans l'étude des basses masses sont les décroissances en deux muons et Dalitz des mésons neutres légers :  $\eta \rightarrow \mu\mu\gamma$ ,  $\eta \rightarrow \mu\mu$ ,  $\rho \rightarrow \mu\mu$ ,  $\omega \rightarrow \mu\mu\pi^0$ ,  $\omega \rightarrow \mu\mu$ ,  $\eta' \rightarrow \mu\mu\gamma$ ,  $\eta' \rightarrow \mu\mu$  et  $\phi \rightarrow \mu\mu$ . Tous les signaux ont été simulés grâce au générateur paramétrique AliGenMUONLMR.

**Coupages et sélections** Comme pour les études précédentes, les coupures et sélections ont été optimisées pour avoir le plus grand rapport signal sur bruit de fond possible tout en gardant une signification suffisante pour les signaux. Les impulsions transverses des muons issus des mésons vecteurs de basse masse sont assez faibles. Ainsi la qualité de la trajectographie MUON+MFT n'est pas aussi bonne que dans le cas des charmonia par exemple. De fait, nous avons remarqué qu'une coupure sur la qualité du PCA, qui est très puissante pour les charmonia, s'avère avoir un très faible pouvoir de discrimination entre le signal et le bruit dans le cas de l'étude des basses masses invariantes. Une sélection toujours utilisée ici, est la concordance entre une trajectoire du trajectographe muon avec des clusters dans les chambres de déclenchement. Cette sélection permet, comme nous l'avons vu dans le cas de l'étude des saveurs lourdes en muon simple, d'éliminer la quasi-totalité des fausses traces.

Les signaux étudiés ici étant prompts, nous avons opté pour une coupure sur l'offset des muons simples combinée à une coupure sur le  $\chi^2$  de la trace globale MFT+MUON. Les distributions dans le plan  $\chi^2$  – Offset sont très différentes pour les muons issus du bruit de fond ou du signal, mais également pour des muons ayant une concordance parfaite entre MFT et MUON de ceux n'ayant pas une bonne concordance (voir FIGURE 5.35), une concordance parfaite correspondant à la mise en relation de la trajectoire MUON avec les cinq clusters de ce même muon dans le MFT. Une sélection imposant  $\chi^2 < 1.5$  et Offset  $< 150 \mu\text{m}$  a été choisie. De telles coupures permettent une réjection optimale du bruit de fond en gardant la plus grande partie du signal où les deux muons ont une concordance parfaite entre MFT et MUON.

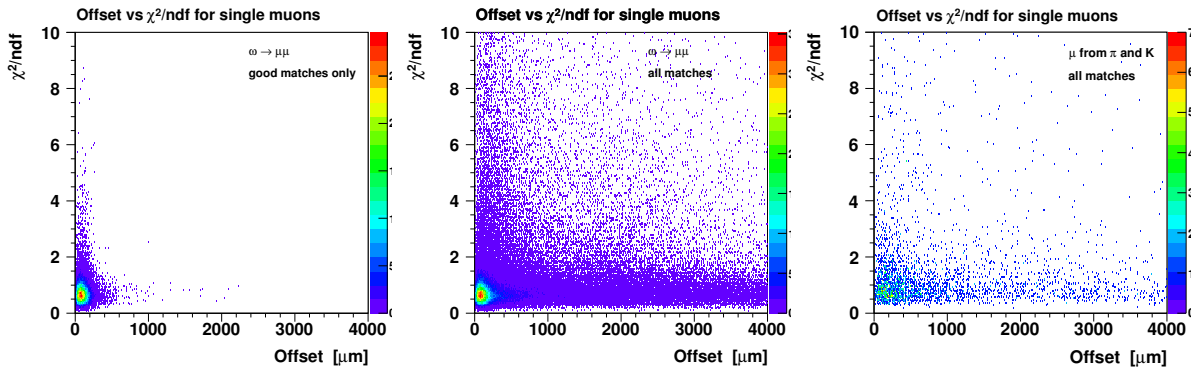


FIGURE 5.35 — Distributions dans le plan  $\chi^2$  – Offset, des muons issus de décroissance  $\omega \rightarrow \mu\mu$  en imposant une concordance parfaite entre le MFT et le MUON (gauche), sans sélection sur la concordance (centre) comparée à la distribution pour des muons issus de décroissance semi-leptonique de pions et kaons (droite).

Le pouvoir de réjection de ces sélections est présenté par la FIGURE 5.36. Nous avons ici séparé l'effet induit par les coupures dites "MUON" n'impliquant que des mesures faites par le spectromètre à muons seul (la concordance tracker/trigger et la coupure géométrique sur la rapidité), des coupures impliquant l'utilisation des informations MFT ( $\chi^2$  et offset). La sélection additionnelle apportée par le MFT est donc montrée par la FIGURE 5.36-droite. Nous voyons ici que la réjection est toujours plus grande pour les muons issus du bruit de fond que pour ceux issus des différents signaux. La réjection augmente rapidement pour les plus bas  $p_T$  du dimuon. Nous pouvons donc d'ores et déjà en conclure que la mesure des basses masses avec le MFT sera réduite à  $p_T^{\mu\mu} > 1$  GeV/c. L'ensemble de ces sélections permet une amélioration du rapport signal sur bruit de presque un facteur 10 avec la conservation d'une bonne signification du signal (FIGURE 5.37).

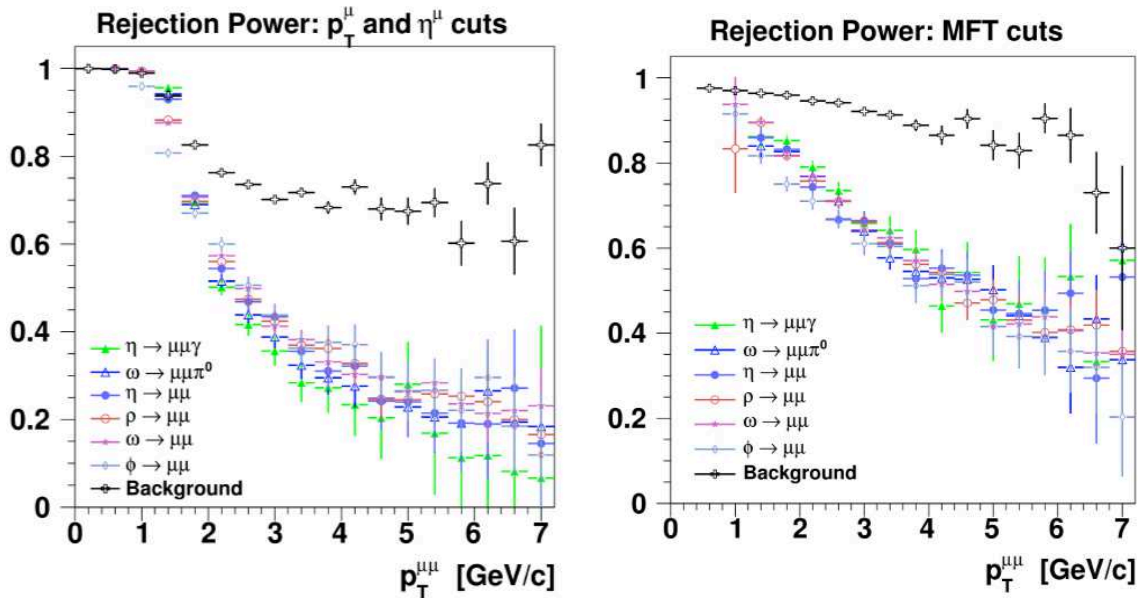


FIGURE 5.36 — Pouvoir de réjection des différents signaux et bruit en fonction du  $p_T$  du dimuon, des coupures sur le  $p_T$  et de la rapidité des muons simples n'impliquant que le spectromètre à muons (gauche) et des coupures sur le  $\chi^2$  et l'offset des muons impliquant ainsi le MFT (droite).

**Résolution en masse** La concordance entre la trajectoire mesurée par le spectromètre à muons et les impacts dans le MFT augmente de façon impressionnante la résolution en masse, ceci grâce à la mesure précise de l'angle d'ouverture entre les deux muons. Suivant le  $p_T$  et la nature de la résonance, l'amélioration entre les scénarios MUON seul et MFT+MUON est d'un facteur 3 à 5. Néanmoins, à basse masse, le spectre en masse souffre de la présence d'événements où au moins l'un des deux muons de la paire a une mauvaise concordance MUON/MFT. En effet, lorsque la concordance est mauvaise, la résolution en masse se dégrade très vite. Nous voyons ainsi que les spectres en masse des résonances peuvent être décrits par la superposition de deux contributions, l'une très étroite, reliée à la bonne concordance des deux muons, l'autre plus étendue, reliée à la



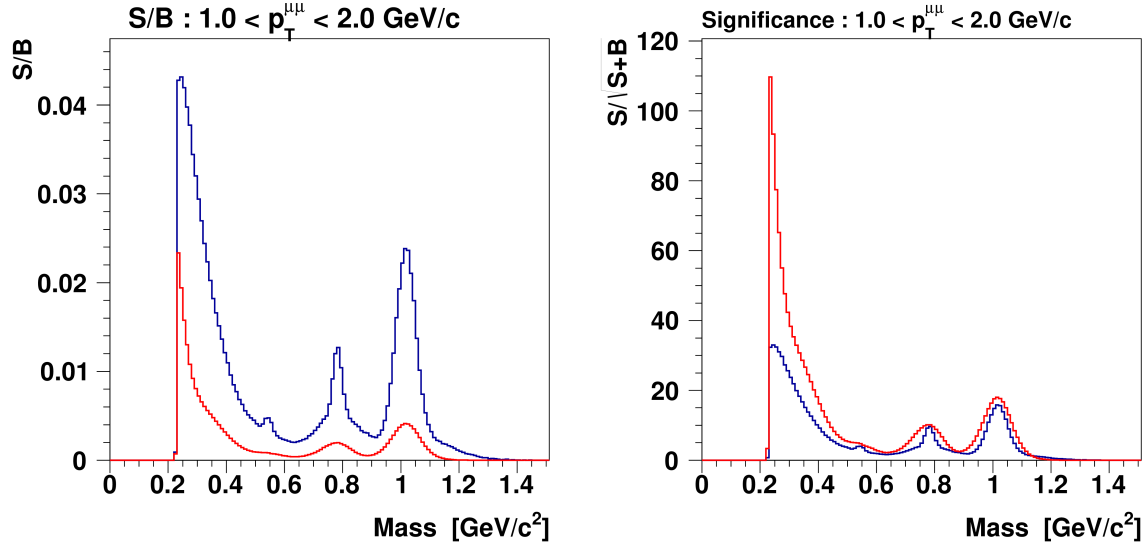


FIGURE 5.37 — Comparaison des scénarios avec (bleue) et sans (rouge) MFT pour le rapport S/B (gauche) et la signification (droite) attendus dans l'hypothèse d'une luminosité intégrée de  $10 \text{ nb}^{-1}$  pour l'intervalle  $1 < p_T^{\mu\mu} < 2 \text{ GeV/c}$ .

mauvaise concordance d'au moins un muon (voir FIGURE 5.38). La proportion de cette seconde contribution plus élargie augmente pour les plus bas  $p_T$  où le taux de concordance correcte par muon diminue rapidement (voir FIGURE 5.23).

**Performances attendues** La première étape de l'analyse des basses masses invariantes est la soustraction du bruit de fond combinatoire. L'estimation du bruit de fond est faite via une technique dite de « mélange d'événements » comme nous l'avons vu au Chapitre 4. Basé sur notre expérience de l'analyse actuelle des basses masses, nous avons estimé pouvoir soustraire le bruit de fond avec une erreur de 0.25 % par intervalle de masse invariante. Cette incertitude se propage sur le signal extrait, comme le montre la bande verte sur la FIGURE 5.39. Grâce à un meilleur rapport S/B, le scénario avec MFT permet une extraction du signal plus faiblement dépendante du niveau d'erreur sur l'extraction du bruit de fond combinatoire.

Afin d'extraire les effets de milieu que sont la modification de la fonction spectrale du méson  $\rho$  et les radiations du QGP, nous devons soustraire au spectre en masse de la FIGURE 5.39 les sources connues du cocktail hadronique. Ce cocktail hadronique sera mesuré en collisions  $pp$ . Pour sa soustraction en collisions Pb–Pb, nous supposons une incertitude sur la connaissance du cocktail (forme et normalisation) au niveau de 10 %. Cette erreur a été évaluée en simulation en faisant varier les différentes coupures et sélections de  $\pm 15 \%$  et en observant les modifications sur la forme du cocktail obtenue. Les barres d'erreur attendues sont présentées FIGURE 5.40. Nous voyons que dans le scénario sans MFT, l'incertitude est dominée par l'erreur sur la soustraction du bruit de fond combinatoire, rendant difficile l'extraction de possibles effets de milieu. Dans le scénario avec MFT, l'erreur dominante provient de la connaissance du cocktail hadronique. Mais globalement

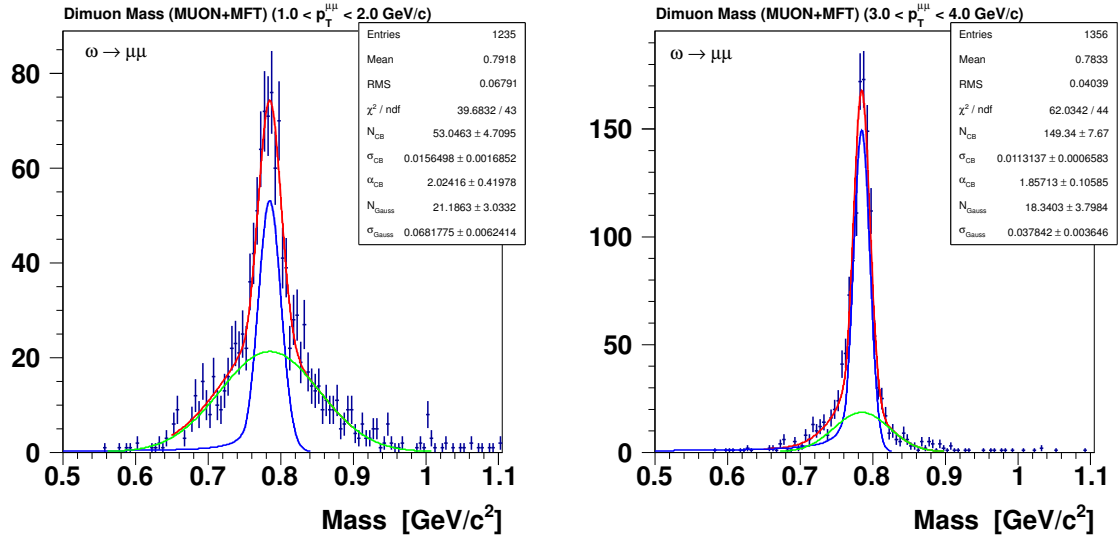


FIGURE 5.38 — Résolution en masse pour le signal  $\omega \rightarrow \mu\mu$  pour deux intervalles en  $p_T^{\mu\mu}$  :  $1 < p_T^{\mu\mu} < 2$  GeV/c (gauche) et  $3 < p_T^{\mu\mu} < 4$  GeV/c (droite). Les contributions au spectre en masse totale (courbe rouge) où les deux muons ont une concordance parfaite (courbe bleue) et où l'un des muons a une mauvaise concordance (courbe verte) sont représentées.

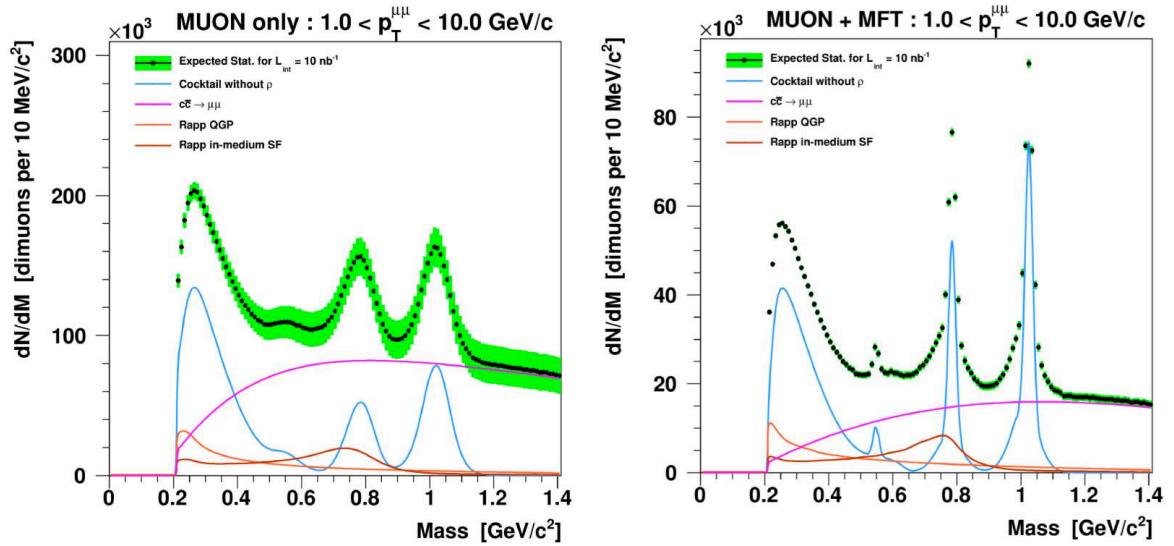


FIGURE 5.39 — Spectre en masse invariante pour  $p_T > 1$  GeV/c après soustraction du bruit de fond combinatoire pour les scénarios sans (gauche) et avec MFT (droite). La distribution totale est décrite par la superposition des différents signaux. La bande verte représente l'incertitude induite par la soustraction du bruit de fond, supposant une erreur sur sa normalisation au niveau de 0.25 % par intervalle de masse invariante.

l'incertitude sur la mesure permet d'accéder aux effets de milieu dans une zone en masse invariante allant de 0.2 à 0.8 GeV/c<sup>2</sup>. L'incertitude au niveau de  $M_{\mu\mu} \sim 0.5$  GeV/c<sup>2</sup> est de l'ordre de 25 %. Cette étude des basses masses en dimuons reste néanmoins une mesure délicate, et ne constitue donc pas le coeur de la proposition du MFT.

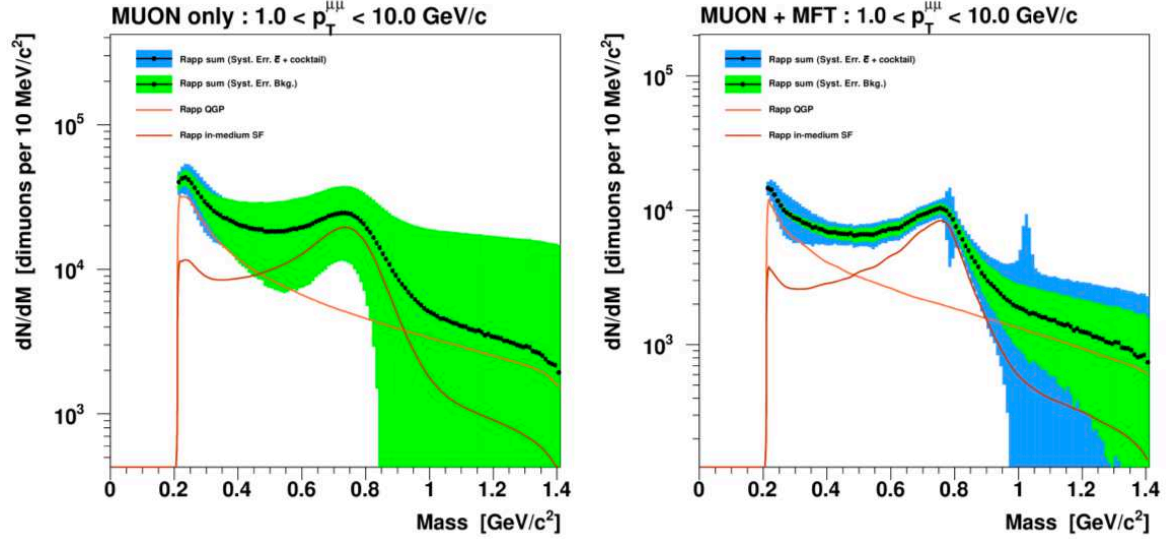


FIGURE 5.40 — Comparaison des erreurs systématiques provenant de la soustraction du bruit de fond (vert) et de la soustraction du cocktail hadronique (bleu) avec les prédictions de modification de la fonction spectrale du  $\rho$  et de radiation du QGP [89, 90] pour les scénarios sans (gauche) et avec (droite) MFT.

## 5.4 Comparaisons avec les autres expériences du LHC et l'amélioration de ALICE

Nous devons tout d'abord comparer les performances du MFT combiné au spectromètre à muons amélioré, avec le scénario où seul le spectromètre est amélioré. Le TABLEAU 5.5 montre cette comparaison de performances entre ces deux scénarios dans l'hypothèse d'une luminosité intégrée de 10 nb<sup>-1</sup>. Les résultats résumés dans ce tableau, comme nous l'avons vu en détail dans la SECTION 5.3, montrent l'apport important du MFT dans tous les domaines. Le MFT ouvre la possibilité à de nouvelles mesures non accessibles avec le spectromètre à muons seul comme la séparation du charme et de la beauté ouverte, la mesure des  $J/\psi$  issus de hadrons beaux ou l'accès à la fonction spectrale du  $\rho$  et aux radiations du QGP. Pour les mesures déjà accessibles par le spectromètre à muons, le MFT apporte une réduction des incertitudes systématiques et/ou un plus faible seuil de sensibilité en  $p_T$  comme dans le cas de la mesure des saveurs lourdes ouvertes ou la mesure du  $\psi'$ .

Un point essentiel apporté par l'ajout du MFT est la possibilité d'accéder aux productions du charme et de la beauté séparément et ce jusqu'à des collisions Pb–Pb centrales.

## 5.4. Comparaisons avec les autres expériences du LHC et l'amélioration de ALICE121

TABLEAU 5.5 — Comparaison des performances attendues et de l'impulsion transverse minimale atteinte entre le scénario avec le MUON seul et le scénario MUON + MFT en assumant une luminosité intégrée de  $10 \text{ nb}^{-1}$  en collisions Pb–Pb centrales.

Observable	MUON seul		MUON + MFT	
	$p_{\text{T}}^{\text{min}}$ (GeV/c)	incertitude	$p_{\text{T}}^{\text{min}}$ (GeV/c)	incertitude
Saveurs lourdes en $\mu$ simple				
Charme ouvert	4	pas de séparation $c/b$ 30 % à 4 GeV/c	0	7 % à 1 GeV/c
Beauté ouverte			2	10 % à 2 GeV/c
Saveurs lourdes en dimuon				
Charme ouvert		pas accessible	0	10 % à 1 GeV/c
Beauté ouverte			1	20 % à 1 GeV/c
$J/\psi$ $R_{\text{AA}}$	0	5 % à 1 GeV/c	0	7 % à 1 GeV/c
$\psi'$ $R_{\text{AA}}$	0	30 % à 1 GeV/c	0	10 % à 1 GeV/c
$J/\psi$ de $b$ -hadrons		pas accessible	0	10 % à 1 GeV/c
Fonction spectrale du $\rho$ et radiation QGP		pas accessible	1	25 % à $M_{\mu\mu} \sim 0.5 \text{ GeV}/c^2$

La section efficace totale de production du charme est un élément essentiel des modèles des charmonia, sa mesure précise est ainsi cruciale. Comme nous l'avons montré à la FIGURE 5.26, le MFT permettra cette mesure précise.

La séparation du charme et de la beauté ouvre la voie à l'étude des pertes d'énergie des quarks lourds dans le QGP. En effet comme nous l'avons vu au Chapitre 1, il est prédit que la perte d'énergie dans le milieu est d'autant plus grande que la masse et la charge de couleur du quark sont grandes. Il en résulte donc une hiérarchie dans les facteurs de modifications nucléaires des hadrons légers, charmés et beaux telle que :  $R_{AA}^{\pi} < R_{AA}^D < R_{AA}^B$ . Dans le cadre du MFT nous pouvons faire cette étude en mesurant le rapport des facteurs de modifications nucléaires de la beauté et du charme,  $R_{AA}^B/R_{AA}^D$ . La FIGURE 5.41 montre les incertitudes attendues pour la mesure de ce rapport en utilisant le MFT et les compare à celles attendues dans la partie centrale d'ALICE. Une prédiction utilisant le modèle de transport partonique BAMPS (Boltzmann Approach to MultiParton Scatterings) [91] est également représentée. Cette mesure est faite par le MFT via l'étude des muons simples issus du charme et de la beauté. Pour la partie centrale d'ALICE, l'étude est faite en mesurant les  $D^0$  prompts et les  $D^0$  issus de hadrons beaux. Nous pouvons voir sur cette figure que la mesure faite avec le MFT est compétitive avec celle de la partie centrale pour les plus bas  $p_T$ . Il est à noter que pour construire l'erreur sur les  $R_{AA}$  mesurés par le MFT en collisions  $pp$ , les mêmes erreurs qu'en Pb–Pb centrale ont été supposées sur les taux de productions. Les rapports de modifications nucléaires individuels des muons issus du charme  $R_{AA}^D$  et de la beauté  $R_{AA}^B$  seront également mesurés par le MFT jusqu'à  $p_T \sim 0$  GeV/c pour le charme et  $p_T \sim 2$  GeV/c pour la beauté.

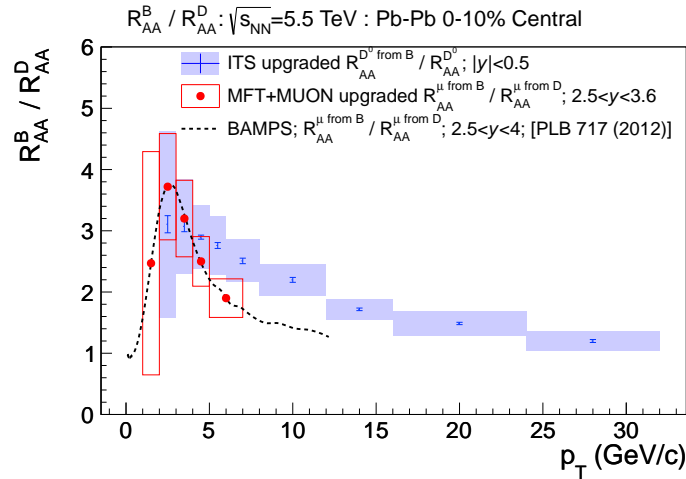


FIGURE 5.41 — Rapport des rapports de modification nucléaire de la beauté et du charme ouverts. Comparaison entre les performances attendues pour le nouvel ITS en utilisant la mesure des  $D^0$  prompts et décalés (zone bleue) et pour le MFT+MUON amélioré en utilisant les mesures en muons simples (points rouges). Les barres d'erreurs représentent l'erreur statistique et les zones l'erreur systématique. Comparaison avec une prédiction théorique utilisant le modèle de transport partonique BAMPS (Boltzmann Approach to MultiParton Scatterings) [91].

Comme nous l'avons montré à la SECTION 5.3.3, la beauté ouverte peut également être

## 5.4. Comparaisons avec les autres expériences du LHC et l'amélioration de ALICE123

atteinte via la mesure des  $J/\psi$  non-prompts, issus du canal de désintégration des hadrons beaux :  $B \rightarrow J/\psi + X$ . Les  $J/\psi$  ayant une masse importante, nous pouvons dire qu'étudier les  $J/\psi$  jusqu'à un  $p_T$  de l'ordre de 1 à 2 GeV/c permet d'atteindre un  $p_T$  nul pour le hadron beau<sup>2</sup>. Une observable intéressante dans ce cas est le rapport de modification nucléaire des  $J/\psi$  issus de la beauté, qui est une mesure directe du  $R_{AA}$  de la beauté ouverte. Le rapport de modification nucléaire  $R_{AA}^{J/\psi \leftarrow B}$  des  $J/\psi$  issus de la beauté peut être expérimentalement extrait via la mesure de celui des  $J/\psi$  prompts et des fractions de  $J/\psi$  provenant de la beauté  $f_{pp}^{J/\psi \leftarrow B}$  et  $f_{Pb-Pb}^{J/\psi \leftarrow B}$  mesurées en collisions  $pp$  et Pb–Pb respectivement,

$$R_{AA}^{J/\psi \leftarrow B} = R_{AA}^{J/\psi \text{ prompt}} \times \frac{f_{Pb-Pb}^{J/\psi \leftarrow B}}{f_{pp}^{J/\psi \leftarrow B}}. \quad (5.5)$$

Les performances attendues du MFT pour la mesure de  $R_{AA}^{J/\psi \leftarrow B}$  peuvent alors être comparées à la mesure existante de CMS à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV, ainsi qu'aux performances attendues du nouvel ITS de ALICE dans le canal  $B \rightarrow D^0$  (FIGURE 5.42). L'erreur sur la fraction de  $J/\psi$  non-prompts en collisions  $pp$  a été prise égale à celle estimée en Pb–Pb (voir SECTION 5.3.3), ce qui est une hypothèse pessimiste. Nous pouvons voir FIGURE 5.42 que le MFT est très compétitif pour cette mesure et ce jusqu'à un  $p_T$  de 1 GeV/c. Les résultats de CMS sont des résultats préliminaires. Les barres d'erreur systématiques et statistiques seront réduites dans un futur proche grâce à l'utilisation de nouvelles données de référence  $pp$  à  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV prise en février 2013 [92]. Le  $p_T$  minimum atteint par CMS est actuellement de 3 GeV/c. Des travaux en cours tentent d'atteindre un  $p_T$  plus faible, mais les performances de CMS à plus bas  $p_T$  ne pourront égaler celles du MFT, ceci dû à de fortes erreurs systématiques principalement dues aux très faibles acceptances et efficacité du détecteur pour  $p_T < 3$  GeV/c.

Comme nous l'avons montré à la SECTION 5.3.3, le MFT donne la possibilité d'une mesure précise des taux de productions du  $\psi'$ . La mesure de cet état, combiné à celui du  $J/\psi$ , fournit un outil important permettant de discerner entre différents modèles d'hadronisation. Comme mentionné au Chapitre 1, pour des collisions centrales, le taux de production du  $\psi'$  relativement à celle du  $J/\psi$  permet de remonter à la température du gel chimique [93, 94]. La FIGURE 5.43-gauche montre l'état des mesures expérimentales pour le rapport  $R_{AA}^{\psi'}/R_{AA}^{J/\psi}$  en fonction de la centralité de la collision. Les mesures effectuées par l'expérience ALICE avec le spectromètre à muons ne permettent pas d'atteindre les collisions les plus centrales où le signal du  $\psi'$  est très difficile (voire impossible) à extraire. Les mesures de CMS souffrent encore de fortes erreurs, principalement dues à l'erreur sur la référence  $pp$  à  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV, rendant difficile toute interprétation des résultats. Sur cette figure sont représentées les performances attendues par le MFT. Nous pouvons voir que le niveau de précision atteint sera une percée dans ce domaine. Ces performances sont également comparées aux deux modèles d'hadronisation (FIGURE 5.43-droite), montrant ainsi le pouvoir de discrimination du MFT dans ce domaine.

2. Par exemple dans le cas de la désintégration d'un méson B de  $p_T = 0$  GeV/c en  $J/\psi + K$ , l'impulsion transverse du  $J/\psi$  (si décroissance à 90 degrés) est de 1.7 GeV/c.

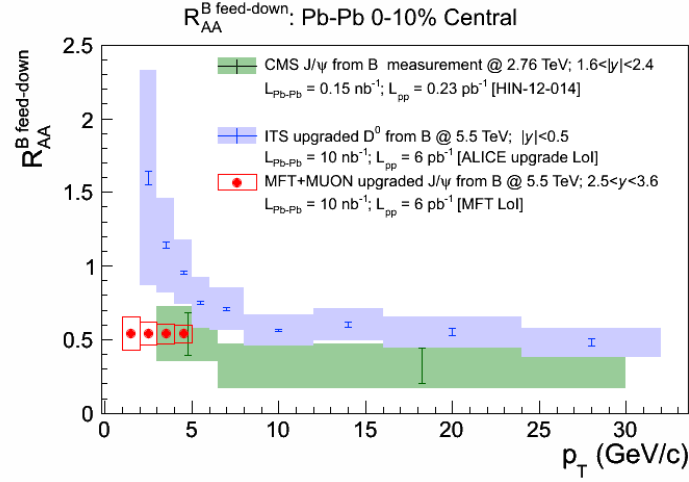


FIGURE 5.42 – Rapport de modification nucléaire de la beauté. Comparaison entre la mesure de CMS à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV en utilisant les  $J/\psi$  non-prompts (zone verte), les performances attendues pour le nouvel ITS par la mesure des  $D^0$  non-prompt (zone bleue) et pour le MFT+MUON amélioré par la mesure des  $J/\psi$  non-prompt (points rouges). Les barres d'erreurs représentent l'erreur statistique et les zones colorées l'erreur systématique.

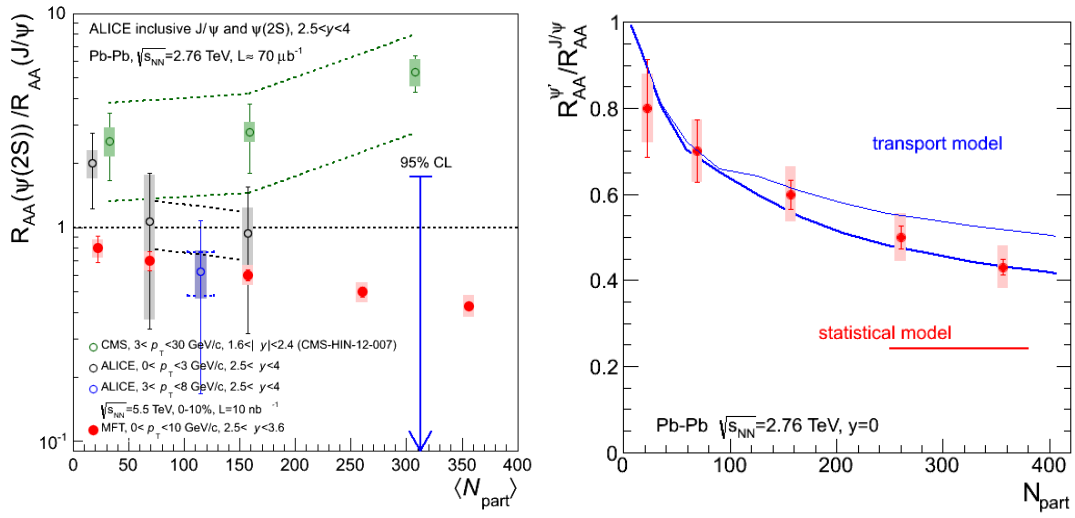


FIGURE 5.43 – Rapport des rapports de modification nucléaire du  $\psi'$  et du  $J/\psi$ . Gauche : comparaison des performances attendues avec le MFT (point rouge) avec les mesures de CMS (points verts) et ALICE (points bleues et noirs) à  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. Les barres d'erreurs représentent l'erreur statistique, les zones colorées l'erreur systématique, les lignes tiretées l'erreur provenant de la référence pp. Droite : comparaison des performances du MFT avec les prédictions de deux modèles d'hadronisation (statistique et transport) [95].



## 5.5 Conclusions

Le projet MFT a fait l'objet durant les derniers mois et années d'une évaluation et d'un suivi constant de la part de la collaboration ALICE. Le 21 mars 2013, l'ensemble de la collaboration a approuvé le projet MFT, trouvant le cas de physique proposé par ce détecteur suffisamment fort et intéressant pour le présenter au comité LHC (LHC Committee, LHCC). Dans les mois à venir, un addendum à la lettre d'intention de l'amélioration d'ALICE [79] déjà approuvée par le LHCC, sera rédigé et présenté au LHCC à l'automne 2013. Durant l'évaluation du projet MFT, la collaboration ALICE a noté la forte synergie au niveau technologique existant avec le nouvel ITS. Un rapprochement sous la forme de groupes de travail communs entre les projets est actuellement en discussion afin d'optimiser au mieux les ressources humaines et financières qui sont à notre disposition.



# Liste des abréviations

<b>CCIU</b>	Channel Concentrator Interface Unit, page 22
<b>CIU</b>	Channel Interface Unit, page 20
<b>CPC</b>	Cathode Pad Chambers, page 45
<b>CTP</b>	Central Trigger Processor, page 22
<b>DAQ</b>	Data Acquisition System, page 96
<b>DCA</b>	Distance of Closest Approach, page 103
<b>DCS</b>	Detector Control System, page 22
<b>EMS</b>	External Monitoring System, page 49
<b>GBT</b>	GigaBit Transceiver, page 98
<b>GMS</b>	Geometry Monitoring System, page 46
<b>HLT</b>	High Level Trigger, page 98
<b>HPTDC</b>	High Precision Time-to-Digital Converter, page 20
<b>IP</b>	Interaction Point, page 16
<b>ITS</b>	Inner Tracker System, page 85
<b>LHCC</b>	LHC Committee, page 85
<b>LHCC</b>	LHC Committee, page 125
<b>LMS</b>	Longitudinal Monitoring System, page 49
<b>LS2</b>	LHC Long Shutdown 2, page 85
<b>MAPS</b>	CMOS Monolithic Active Sensors, page 90
<b>MFT</b>	Muon Forward Tracker, page 85
<b>MIP</b>	Minimum Ionizing Particle, page 26
<b>PCA</b>	Point of Closest Approach, page 107
<b>PMT</b>	Photomultiplicateur, page 17
<b>QCD</b>	Quantum Chromo Dynamics : Chromo Dynamique Quantique, page 2
<b>QGP</b>	Quark-Gluon Plasma : Plasma de Quarks et de Gluons, page 3
<b>RPC</b>	Resistive Plate Chambers, page 46
<b>TMS</b>	Transverse Monitoring System, page 49
<b>WLS</b>	Wave-Length Shifting fiber, page 17
<b>PHSD</b>	Parton-Hadron-String Dynamics transport model, page 66



# Bibliographie

- [1] S. Bethke, "Experimental tests of asymptotic freedom", *Prog. Part. Nucl. Phys.* **58** (2007) 351.
- [2] F. Karsch, "Lattice QCD at high temperature and density", *Lect. Notes Phys.* **583** (2002) 209, [arXiv:hep-lat/0106019 \[hep-lat\]](#).
- [3] A. Chodos *et al.*, "New extended model of hadrons", *Phys. Rev. D* **9** (1974) 3471.
- [4] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert, "The Pressure in 2, 2+1 and 3 Flavour QCD", *Phys. Lett. B* **478** (2000) 447.
- [5] S. Borsányi *et al.*, "Is there still any  $T_c$  mystery in lattice QCD? Results with physical masses in the continuum limit III", *Jour. of High. Ener. Phys.* **2010** (2010) 73.
- [6] F. Weber, "Strange quark matter and compact stars", *Prog. Part. Nucl. Phys.* **54** (2005) 193.
- [7] J. D. Bjorken, "Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region", *Phys. Rev. D* **27** (1983) 140.
- [8] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at midrapidity in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV", *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 032301.
- [9] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Two-pion bose–einstein correlations in central Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV", *Phys. Lett. B* **696** (2011) 328.
- [10] **STAR** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Enhanced strange baryon production in Au+Au collisions compared to  $p + p$  at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys. Rev. C* **77** (2008) 044908.
- [11] N. Armesto *et al.*, "Heavy-ion collisions at the LHC—Last call for predictions", *J. Phys. G* **35** (2008) 054001.
- [12] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, "Harmonic decomposition of two particle angular correlations in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV ", *Phys. Lett. B* **708** (2012) 249.
- [13] **NA60** Collaboration, R. Arnaldi *et al.*, "First measurement of the  $p$  spectral function in high-energy nuclear collisions", *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 162302.
- [14] **PHENIX** Collaboration, S. Afanasiev *et al.*, "Enhancement of the dielectron continuum in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV Au+Au collisions", [arXiv:0706.3034 \[nucl-ex\]](#).
- [15] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Production of muons from heavy flavour decays at forward rapidity in pp and Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 112301.

- [16] Y. Dokshitzer and D. Kharzeev, "Heavy-quark colorimetry of QCD matter ", *Phys. Lett. B* **519** (2001) 199.
- [17] **PHENIX** Collaboration, S. Adler *et al.*, "Centrality Dependence of Charm Production from a Measurement of Single Electrons in Au + Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 082301.
- [18] **PHENIX** Collaboration, S. Adler *et al.*, "Measurement of single electron event anisotropy in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys. Rev. C* **72** (2005) 024901.
- [19] **PHENIX** Collaboration, S. Adler *et al.*, "Nuclear Modification of Electron Spectra and Implications for Heavy Quark Energy Loss in Au + Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 032301.
- [20] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "Heavy-quark production in  $p + p$  and energy loss and flow of heavy quarks in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys. Rev. C* **84** (2011) 044905.
- [21] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Suppression of non-prompt  $J/\psi$ , prompt  $J/\psi$ , and  $Y(1S)$  in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *JHEP* **1205** (2012) 063.
- [22] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Suppression of high transverse momentum D mesons in central Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *JHEP* **1209** (2012) 112.
- [23] **ALICE** Collaboration, L. Massacrier, " $J/\psi$  elliptic flow measurement in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV at forward rapidity with the ALICE experiment", [arXiv:1208.5401](https://arxiv.org/abs/1208.5401) [nucl-ex].
- [24] T. Matsui and H. Satz, " $J/\psi$  suppression by quark-gluon plasma formation", *Phys. Lett. B* **178** (1986) 416.
- [25] **NA50** Collaboration, B. Alessandro *et al.*, "A new measurement of  $J/\psi$  suppression in Pb–Pb collisions at 158 GeV per nucleon", *Eur. Phys. J. C* **39** (2005) 335.
- [26] **NA50** Collaboration, B. Alessandro *et al.*, " $\psi'$  production in Pb–Pb collisions at 158 GeV/nucleon", *Eur. Phys. J. C* **49** (2007) 559.
- [27] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, " $J/\psi$  Production vs Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au–Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 232301.
- [28] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, " $J/\psi$  suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV", *Phys. Rev.* **C84** (2011) 054912.
- [29] **ALICE** Collaboration, E. Abbas *et al.*, " $J/\psi$  elliptic flow in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 162301.
- [30] X. Zhao and R. Rapp, "Medium Modifications and Production of Charmonia at LHC", *Nucl. Phys. A* **859** (2011) 114.
- [31] J. Alfaro *et al.*, "Simulation of the VZERO-A detector", *ALICE-INT-2006-018* (2006) .

- [32] Hamamatsu Photonis, <http://sales.hamamatsu.com/index.php?id=13189484>, "Photomultiplier tube R5946 datasheet".
- [33] Hamamatsu Photonics, "Photomultiplier tubes : Basics and applications", 3rd ed., (2007) .
- [34] Y. Zoccarato *et al.*, "Front end electronics and first results of the ALICE VZERO detector", *Nucl. Inst. Meth. A* **90** (2011) 626.
- [35] M. Mota and J. Christiansen, "A four channel, self-calibrating, high resolution, time to digital converter". CERN-EP-98-049, (1998) .
- [36] **ALICE** Collaboration, "ALICE trigger data-acquisition high-level trigger and control system : Technical Design Report", *CERN-LHCC-2003-062* (2003) .
- [37] B. Cheynis *et al.*, "Radiation effects on ALICE V0 detector components", *Nucl. Instr. Meth. A* **569** (2006) 732.
- [38] S. van der Meer, "Calibration of the effective beam height in the ISR", *CERN-ISR-PO-68-31* (1968) .
- [39] K. Oyama, "Analysis of the May 2010 van der Meer scan in ALICE", *CERN-Proceedings-2011-001* (2011) 39.
- [40] G. Anders *et al.*, "LHC Bunch Current Normalisation for the April-May 2010 Luminosity Calibration Measurements". *CERN-ATS-Note-2011-004 PERF*, (2011) .
- [41] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Measurement of inelastic, single and double diffraction cross-sections in proton-proton collisions at the LHC with ALICE", *Eur. Phys. Jour. C* **73** (2013) 2456.
- [42] R. Glauber, "High energy collision theory", vol. I of *Lectures in theoretical physics*. W. Brittin and L. Dunham ed., (1959) .
- [43] R. Glauber, "Cross sections in deuterium at high energies", *Phys. Rev.* **100** (1955) 242.
- [44] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Centrality determination of Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with ALICE", *Phys. Rev. C* **88** (2012) 044909.
- [45] I. Selyuzhenkov and S. Voloshin, "Effects of nonuniform acceptance in anisotropic flow measurements", *Phys. Rev. C* **77** (2008) 034904.
- [46] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, "Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions", *Phys. Rev. C* **58** (1998) 1671.
- [47] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Anisotropic flow of charged hadrons, pions and (anti-)protons measured at high transverse momentum in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV", *Phys. Lett. B* **719** (2013) 18.
- [48] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Charge separation relative to the reaction plane in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV", *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 012301.
- [49] **ALICE** Collaboration, E. Abbas *et al.*, "Performance of the ALICE VZERO system", *Jour. Inst.* **8** (2013) 10016.



- [50] A. Jeff *et al.*, "Measurement of Satellite Bunches at the LHC", *Conf. Proc. C* **1205201** (2012) .
- [51] B. Alver *et al.*, "Charged-particle multiplicity and pseudorapidity distributions measured with the phobos detector in Au + Au, Cu + Cu, d + Au, and p + p collisions at ultrarelativistic energies", *Phys. Rev. C* **83** (2011) 024913.
- [52] **ALICE** Collaboration, E. Abbas *et al.*, "Centrality dependence of the pseudorapidity density distribution for charged particles in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys. Lett. B* **726** (2013) 610.
- [53] H. van der Graaf, H. Groenstege, C. Guyot, F. Linde, and P. Rewiersma, "RasNiK, an alignment system for the ATLAS MDT barrel muon chambers", *NIKHEF Internal Note ETR-2000-04* (2000) .
- [54] P. Pillot *et al.*, "The Geometry Monitoring System of the ALICE Dimuon Spectrometer – Simulation results", *ALICE-INT-2005-020* (2005) .
- [55] **ATLAS** Collaboration, <http://alignment.hep.brandeis.edu/ATLAS/Electronics>, "Manuel du système d'acquisition LWDAQ".
- [56] **Physics at the terascale** Collaboration, "Millepede II", .
- [57] G. E. Brown and M. Rho, "Scaling effective lagrangians in a dense medium", *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2720.
- [58] R. Rapp, G. Chanfray, and J. Wambach, "Rho meson propagation and dilepton enhancement in hot hadronic matter", *Nucl. Phys. A* **617** (1997) 472.
- [59] **CERES/NA45** Collaboration, D. Adamová and others., "Enhanced production of low-mass electron-positron pairs in 40-AGeV Pb–Au collisions at the CERN SPS", *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 042301.
- [60] H. van Hees and R. Rapp, "Dilepton radiation at the CERN Super-Proton Synchrotron", *Nucl. Phys. A* **806** (2008) 339.
- [61] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, "Detailed measurement of the  $e^+e^-$  pair continuum in p + p and Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and implications for direct photon production", *Phys. Rev. C* **81** (2010) 034911.
- [62] **STAR** Collaboration, F. Geurts, "The STAR dilepton physics program", [arXiv:1210.5549](https://arxiv.org/abs/1210.5549) [nucl-ex].
- [63] O. Linnyk, W. Cassing, J. Manninen, E. Bratkovskaya, and C. Ko, "Analysis of dilepton production in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV within the parton-hadron-string dynamics transport approach", *Phys. Rev. C* **85** (2012) 024910.
- [64] **PHENIX** Collaboration, I. Tserruya, "Photons and low-mass dileptons : results from PHENIX", [arXiv:1211.6002](https://arxiv.org/abs/1211.6002) [nucl-ex].
- [65] L. Massacrier, "La physique des (di)muons dans ALICE au LHC : analyse en collisions pp ( $\sqrt{s} = 7$  TeV) et Pb–Pb ( $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV) des résonances de basses masses ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ) et étude d'un trajectographe en pixels de Silicium dans l'ouverture du spectromètre", *Thèse de Doctorat – TEL00800827* (2011) .

- [66] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "Light vector meson production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *Phys. Lett. B* **710** (2012) 557.
- [67] **NA27** Collaboration, M. Aguilar-Benitez *et al.*, "Inclusive particle production in 400 GeV/c pp-interactions", *Z. Phys. C* **50** (1991) 405.
- [68] **NA60** Collaboration, A. Uras *et al.*, "Low mass dimuon production in p-A collisions at  $\sqrt{s} = 27.5$  GeV with NA60 ", *J. Phys. G* **38** (2011) 124180.
- [69] **LHCb** Collaboration, R. Aaij *et al.*, "Prompt charm production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *Nucl. Phys. B* **871** no. 1, (2013) 1.
- [70] **LHCb** Collaboration, R. Aaij *et al.*, "Measurement of  $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$  at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in the forward region", *Phys. Lett. B* **694** no. 3, (2010) 209.
- [71] R. Aaij *et al.*, "Measurement of the inclusive  $\phi$  cross-section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *Phys. Lett. B* **703** (2011) 267.
- [72] J. Randrup and C. Ko, "Kaon production in relativistic nuclear collisions", *Nucl. Phys. A* **343** (1980) 519.
- [73] **ALICE-MFT** Collaboration, "A Muon Forward Tracker for the ALICE Experiment - Letter of Intent", <https://aliceinfo.cern.ch/ArtSubmission/node/171> (2013) .
- [74] **ALICE** Collaboration, "Addendum of the Letter Of Intent for the Upgrade of the ALICE Experiment : The Muon Forward Tracker, <http://cds.cern.ch/record/1592659/>", *CERN-LHCC-2013-014* (2013) .
- [75] **ALICE** Collaboration, "Heavy flavour decay muon production at forward rapidity in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV", *Phys. Lett. B* **708** (2012) 265.
- [76] **ALICE** Collaboration, "Production of Muons from Heavy Flavor Decays at Forward Rapidity in pp and Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 112301.
- [77] O. Linnyk, W. Cassing, J. Manninen, E. L. Bratkovskaya, P. B. Gossiaux, J. Aichelin, T. Song, and C. M. Ko, "Dilepton production in proton-proton and Pb+Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV", *Phys. Rev. C* **87** (2013) 014905.
- [78] G. Vujanovic *et al.*, "Dilepton production in high energy heavy ion collisions with 3+1D relativistic viscous hydrodynamics", [arXiv:1211.0022](https://arxiv.org/abs/1211.0022) [hep-th].
- [79] **ALICE** Collaboration, "Letter of Intent for the Upgrade of the ALICE Experiment", *CERN-LHCC-2012-012* (2012) .
- [80] A. Dorokhov *et al.*, "High resistivity CMOS pixel sensors and their application to the STAR PXL detector", *Nucl. Inst. Meth. A* **650** (2011) 174.
- [81] **ALICE** Collaboration, "Upgrade of the Inner Tracking System Conceptual Design Report", *CERN-LHCC-2012-013* (2012) .
- [82] C. Hu-Guo *et al.*, "First reticule size MAPS with digital output and integrated zero suppression for the EUDET-JRA1 beam telescope", *Nucl. Inst. Meth. A* **623** (2010) 480.

- [83] P. Moreira *et al.*, "The GBT-SerDes ASIC prototype", *JINST* **5** (2010) C11022.
- [84] M. Cacciari, M. Greco, and P. Nason, "The  $p_T$  spectrum in heavy-flavour hadroproduction ", *Jour. of High Energy Phys.* **05** (1998) 007.
- [85] A. Strandlie and R. Frühwirth, "Track and vertex reconstruction : From classical to adaptive methods", *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 1419.
- [86] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, "J/ $\psi$  suppression at forward rapidity in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV", *Phys. Rev. Lett.* **109** (2012) 072301.
- [87] **ALEPH** Collaboration, D. Buskulic *et al.*, "Measurement of the  $\bar{B}^0$  and  $B^-$  meson lifetimes", *Phys. Lett. B* **307** (1993) 194.
- [88] **ALEPH** Collaboration, D. Buskulic *et al.*, "Errata : Measurement of the  $\bar{B}^0$  and  $B^-$  meson lifetimes", *Phys. Lett. B* **325** (1993) 537.
- [89] R. Rapp, J. Wambach, and H. van Hees, "The chiral restoration transition of QCD and low mass dileptons ", [arXiv:0901.3289 \[hep-ph\]](#).
- [90] R. Rapp, "Communication privée".
- [91] J. Uphoff, O. Fochler, Z. Xu, and C. Greiner, "Open heavy flavor in Pb+Pb collisions at  $\sqrt{s}=2.76$  TeV within a transport model", *Phys. Lett. B* **717** (2012) 430.
- [92] R. Granier de Cassagnac, "Communication privée".
- [93] H. Sorge, E. Shuryak, and I. Zahed, " $\psi'/\psi$  ratio in nucleus-nucleus collisions : a measure for the chiral symmetry restoration temperature", *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 2775.
- [94] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, "(Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/ $\psi$  suppression", *Phys. Lett. B* **490** (2000) 196.
- [95] A. Andronic, "Communication privée".